N° d'Ordre 264

Année 1974

THÈSE

Présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES SCIENCES

par

Georges CHARNAY

CARACTERISTIQUES d'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE EVOLUANT EN PRESENCE d'UN ECOULEMENT EXTERIEUR TURBULENT

Soutenue le 18 Juillet 1974 devant la Commission d'Examen

M. J. MATHIEU	Président
Mlle G. COMTE-BELLOT	Examinateurs
MM. J. L. PEUBE	Examinateurs
J. KESTIN	Examinateurs
J. L. LUMLEY	Examinateurs

Editions de l'A. G. E. L.
72, rue Etienne Richerand - 69003 LYON
1974

N° d'Ordre 264

Année 1974

THÈSE

Présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ES SCIENCES

par

Georges CHARNAY

CARACTERISTIQUES d'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE EVOLUANT EN PRESENCE d'UN ECOULEMENT EXTERIEUR TURBULENT

Soutenue le 18 Juillet 1974 devant la Commission d'Examen

M. J. MATHIEU	Président
M^lle G. COMTE-BELLOT MM. J. L. PEUBE J. KESTIN J. L. LUMLEY	Examinateurs

Editions de l'A. G. E. L.

72, rue Etienne Richerand - 69003 LYON

1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE CLAUDE-BERNARD - LYON 1

Président : Mr le Pr J. BOIDIN

Premier Vice-Président : Mr le Pr R. TOURAINE

Deuxième Vice-Président : Mr P. PONCET, Maître-assistant

Troisième Vice-Président : Mr C. BADOR, étudiant

Secrétaire Général de l'Université : Mr J. RAMBAUD, administrateur civil

Unités d'Enseignement et de Recherche (U.E.R.)

U.E.R. médicale GRANGE-BLANCHE : Mr le Pr D. GERMAIN

U.E.R. médicale ALEXIS-CARREL : Mr le Pr C. GIROD

U.E.R. médicale LYON-NORD : Mr le Pr J.P. GARIN

U.E.R. médicale SUD-OUEST : Mr le Pr J. ROBERT

U.E.R. des Sciences Pharmaceutiques : Mr le Pr M. CARRAZ

U.E.R. des Techniques de Réadaptation : Mr A. MORGON, Maître de Conférences

U.E.R. de Biologie Humaine : Mr le Pr J.C. CZYBA

U.E.R. d'Education Physique et Sportive : Mr A. MILLON, Professeur d'E.P.S.

U.E.R. des Sciences Odontologiques : Mr le Dr R. VINCENT

U.E.R. de Mathématiques : Mr le Pr G. MAURY

U.E.R. de Physique : Mr le Pr R. UZAN

U.E.R. de Chimie et Biochimie : Mr le Pr J. HUET

U.E.R. des Sciences de la Nature : Mr le Pr J. BRUN

U.E.R. de Sciences Physiologiques : Mr R. FONTANGES, Maître de Conférences

U.E.R. de Physique nucléaire : Mr le Pr A. SARAZIN

U.E.R. de Mécanique : Mr le Pr J. MATHIEU

Observatoire de LYON : Mr le Pr J.H. BIGAY

I.U.T. 1 : Mr le Pr B. POUYET

I.U.T. 2 : Mr J. GALLET, Directeur E.N.S.A.M.

Les travaux, dont la présente étude rend compte, ont été effectués au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Lyon.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur J. MATHIEU, dont j'ai reçu l'enseignement, qui fut ensuite à l'origine de cette recherche et qui m'a assuré, avec une constante sollicitude, l'appui d'un jugement sûr et d'un savoir étendu.

Je prie également Mademoiselle le Professeur G. COMTE-BELLOT, qui a toujours guidé mes recherches avec une bienveillante et ferme diligence, d'accepter l'expression de ma sincère reconnaissance.

Monsieur le Professeur J.L. PEUBE, par sa participation au Jury, me fait l'honneur de juger ce travail ; je le remercie vivement.

Ma déférente gratitude va à Monsieur le Professeur J. KESTIN (Brown University) et à Monsieur le Professeur J. LUMLEY (The Pennsylvania State University) qui ont eu l'obligeance de prendre en considération ce travail.

Je suis reconnaissant à Monsieur P. COMPARAT, Directeur de l'Ecole Centrale de Lyon, des facilités de travail qu'il m'a accordées.

Je remercie vivement, pour leur solide et amicale collaboration, mes collègues de Laboratoire, notamment Messieurs J.N. GENCE, J.P. SCHON et M. SUNYACH.

Monsieur MELINAND, dont j'ai pu apprécier l'excellente collaboration technique, a participé à la réalisation de l'appareillage et à l'exécution des mesures ; je le remercie avec plaisir.

Le concours de MM. E. ALCARAZ, R. FLOT, G. JANODET, D. JEANDEL, J. SABOT et du personnel du Laboratoire m'a été précieux.

Je tiens également à remercier Madame E. ROCHE pour le soin qu'elle a aimablement apporté à la dactylographie de ce travail.

Enfin, cette étude a bénéficié du support financier de la Direction des Recherches et des Moyens d'Essais (D.R.M.E.), mais nous devons aussi souligner l'intérêt des contacts industriels qui ont été suscités par cet organisme, tout particulièrement avec Monsieur PERRIER des Etablissements Marcel Dassault. Des échanges extrêmement fructueux sont ainsi nés.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I

Introduction..... 1

CHAPITRE II

Installations..... 12
1°) Soufflerie..... 12
2°) Plaque de mesure..... 14
3°) Grilles de turbulence..... 15

CHAPITRE III

Méthodes de mesure - Conditions expérimentales..... 17
1°) Mesures globales..... 17
2°) Isolement simultané de deux composantes de la vitesse et de la température..... 18
3°) Moments statistiques d'ordre inférieur à 3 des composantes longitudinale et transversale de la vitesse. Coefficients d'aplatissement..... 26
4°) Bilans de l'énergie cinétique turbulente et autres mesures..... 30
5°) Facteur et fréquence d'intermittence de la frontière libre..... 32
6°) Moyennes conditionnelles..... 37
7°) Conditions expérimentales..... 39

.../...

CHAPITRE IV

Ecoulement moyen..... 43
1°) Effets de l'intensité de la turbulence extérieure..... 43
2°) Effets de l'échelle intégrale de longueur de la turbulence extérieure..... 46

CHAPITRE V

Moments statistiques des fluctuations de vitesse..... 47
1°) Energie cinétique turbulente..... 47
2°) Tension de Reynolds - Restructuration de la turbulence extérieure..... 48
3°) Moments statistiques d'ordre trois et quatre..... 50
4°) Effets de l'intermittence sur les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de vitesses..... 51

CHAPITRE VI

Bilans locaux de l'énergie cinétique turbulente 54
1°) Equations..... 54
2°) Les termes du bilan de l'énergie cinétique turbulente..... 55
3°) Grandeurs déduites du bilan de l'énergie cinétique turbulente : échelles caractéristiques. Termes du bilan de la tension de Reynolds..... 57
4°) Direction de la diffusion de l'énergie cinétique turbulente..... 59

.../...

CHAPITRE VII

Intermittence de la frontière libre..... 61
1°) Facteur d'intermittence..... 61
2°) Fréquence d'intermittence..... 62
3°) Longueur des bouffées..... 63
4°) Evolution longitudinale de l'intermittence..... 64

CHAPITRE VIII

Mesures échantillonnées..... 65
1°) Vitesses moyennes..... 65
2°) Intensités des fluctuations locales de vitesses - Termes du bilan de l'énergie cinétique turbulente..... 66
3°) Tensions de Reynolds..... 68
4°) Coefficient de dissymétrie et d'aplatissement des fluctuations de la vitesse..... 73

CHAPITRE IX

Conclusion..... 75

BIBLIOGRAPHIE..... 81

PRINCIPALES NOTATIONS

NOTATIONS LATINES

A, B	Coefficients de la loi de King
C_f	Coefficient de frottement pariétal
d	Diamètre extérieur du tube de Preston
E_i	Tension moyenne en sortie de l'anémomètre n° i
e_i	Tension fluctuante en sortie de l'anémomètre n° i
E_{ui}	Tension moyenne représentant U_i .
e_{ui}	Tension fluctuante proportionnelle à e_{ui}
f_γ	Fréquence d'intermittence
H	Paramètre de forme $(H = \delta_1/\delta_2)$
$I(t)$	Fonction intermittence
$L_{11}^{(2)}$	Echelle intégrale et transversale de longueur
L_γ	Longueur moyenne des bouffées de la couche limite
ℓ	Longueur de mélange de Prandtl
M	Maille d'une grille de turbulence
m	Exposant de la loi en puissance d'un profil de vitesses
P	Pression statique moyenne
p	Fluctuation de la pression statique
P_t	Pression totale
q^2	Energie cinétique turbulente $(q^2 = u_i^2)$
R	Résistance d'un fil chaud en fonctionnement
R_a	Résistance d'un fil chaud à la température ambiante

.../...

S_q Coefficient de dissymétrie de la grandeur q

T_q Coefficient d'aplatissement de la grandeur q

t Temps

t_1, t_2 Seuils pour la mesure de γ

OX_i Trièdre trirectangle direct ; OX_1 de même sens que la vitesse moyenne U_1^o , OX_2 perpendiculaire à la paroi de la plaque.

X_2^i Coordonnée transversale de la position instantanée de la frontière couche limite-écoulement extérieur

U_i Composantes de la vitesse moyenne sur les axes OX_i

u_i Composantes de la vitesse fluctuante sur les OX_i axes

U_f Vitesse de frottement

NOTATIONS GRECQUES

α, β, γ Coefficients de sensibilité à u_1, u_2 et θ de la sonde de mesure

$\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ Coefficients de sensibilité à u_1, u_2 et θ du fil chaud numéro i

α_D Mesure de l'angle défini par l'axe OX_1 et la direction de diffusion de l'énergie cinétique turbulente

α_M Mesure de l'angle défini par l'axe OX_1 et la contrainte qui présente la plus grande composante de cisaillement

α_p Mesure de l'angle défini par l'axe OX_1 et la plus grande contrainte principale

γ Facteur d'intermittence

δ Epaisseur de la couche limite

δ_1, δ_2 Epaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement de la couche limite

.../...

ε	Energie cinétique turbulente dissipée par seconde et par unité de masse
ε_M	Coefficient de viscosité turbulente
η	Echelle de longueur de Kolmogorov $(\eta = \nu^{3/4}\varepsilon^{-1/4})$
Θ	Température moyenne
θ	Fluctuation de la température
$\lambda_{11}^{(2)}$	Echelle transversale de Taylor
ν	Coefficient de viscosité cinématique de l'air
ρ	Masse spécifique de l'air
σ	Ecart type
τ_p	Tension pariétale
v	Echelle de vitesse de Kolmogorov $(v = \nu^{1/4}\varepsilon^{1/4})$
φ, ψ	Angles relatifs à l'axe de la sonde de mesure

CONVENTIONS

$\overline{Q+q} \equiv Q$	Moyenne dans le temps de la grandeur $Q+q$ (cf. p. 37)
$\tilde{q} \equiv (\overline{q^2})^{1/2}$	Valeur efficace de la fluctuation q
$\overline{Q+q}^i \equiv Q^i$	Moyenne conditionnelle de $Q+q$ dans les bouffées issues de la couche limite (cf. p.37)
$q^i \equiv Q+q-Q^i$	si I = 1 et 0 si I = 0. Fluctuation locale de $Q+q$ dans les bouffées issues de la couche limite $(\overline{(q^i)^n} = \gamma\overline{(q^i)^n}^i, \overline{(q^i)^n}^e = 0)$
$\overline{Q+q}^e \equiv Q^e$	Moyenne conditionnelle de $Q+q$ dans l'écoulement libre (cf. p. 37)
$q^e \equiv Q+q-Q^e$	si I = 0 et 0 si I = 1. Fluctuation locale de $Q+q$ dans l'écoulement libre $\overline{(q^e)^n} = (1-\gamma)\overline{(q^e)^n}^e, \overline{(q^e)^n}^i = 0)$

.../...

EXPOSANTS

o	Pour l'écoulement libre extérieur au centre de la veine
i	Pour l'intérieur des bouffées issues de la couche limite
e	Pour l'écoulement libre extérieur

CHAPITRE I

INTRODUCTION

C'est comme on le sait dans le caractère non linéaire des équations de la mécanique des fluides qu'il faut situer la difficulté centrale du problème de la turbulence. Il s'en suit en effet que toute information en appelle une autre mettant en jeu quelques aspects plus profonds du mécanisme étudié. Une décomposition arbitraire du champ turbulent global en champ moyen et en champ fluctuant révèle d'emblée une interaction des deux modèles par le jeu du terme accélération convective interprété généralement comme un terme de contrainte. Les hypothèses les plus anciennes telles celles de BOUSSINESQ ou de PRANDTL... tentent de fermer localement le problème. Dans l'étude de cas simples, elles se révèlent encore d'une relative efficacité ; elles ne sont plus d'aucun secours dès que, par le jeu de termes convectifs liés au mouvement moyen ou au mouvement d'agitation, l'"histoire" de la turbulence intervient. Des informations supplémentaires doivent être alors introduites sous forme d'équation différentielle (BRADSHAW, FERRISS et ATWELL 1967, HANJALIC et LAUNDER 1972b...) ou de "relations constitutives" (LUMLEY 1970, MATHIEU 1973).

Pour intéressantes qu'elles soient, on sait que ces approches sont fragmentaires, en particulier lorsqu'il s'agit d'écoulements turbulents présentant un haut degré d'hétérogénéité, tels ceux qui se développent le long de parois solides. Des informations expérimentales sont donc les bienvenues et c'est dans cet esprit que nous avons conduit cette recherche. La couche limite étudiée se développe en présence d'une turbulence extérieure, laquelle agit particulièrement sur la région externe

.../...

de l'écoulement dans la zone dite de sillage. On peut cependant se demander jusqu'où et comment se feront sentir les sollicitations nées de cette situation.

Pour comprendre dans le détail quelles particularités naîtront de cette sollicitation externe un bref rappel des idées actuellement en cours sur les écoulements pariétaux sera tout d'abord nécessaire.

Les informations concernant les couches limites sont certainement les plus nombreuses. L'intérêt porté à cette configuration vient de son importance technique. Regardée au départ comme un modèle simple, la couche limite apparaît actuellement recéler de considérables difficultés dues en particulier à la coexistence de régions d'écoulement contrôlé par des paramètres différents. Ce n'est guère à travers le profil de vitesses moyennes que l'on peut saisir cette multiplicité de comportements, aussi nous ne rappelons brièvement que les recherches qui tentent d'aller plus au coeur du problème en s'intéressant au mécanisme turbulent sous-jacent. Parmi les recherches anciennes les plus significatives de ce point de vue, il faut citer celles de TOWNSEND 1951 et KLEBANOFF 1955. La détermination des bilans d'énergie cinétique turbulente éclaire d'un jour nouveau le phénomène. La présence d'un film visqueux est confirmée mais surtout devient évidente la nécessité de distinguer entre zone turbulente pariétale où production et dissipation turbulentes s'équilibrent sensiblement et une zone turbulente centrale (appelée encore zone de sillage), où le caractère de l'écoulement global se révèle assez comparable à celui des écoulements libres. Production et dissipation turbulentes sont maximales très près de la paroi au voisinage d'une valeur $X_2 U_f / \nu$ de 30 ; ces deux actions sont déterminantes jusqu'à X_2/δ = 0,2 et elles demeurent importantes jusqu'à

.../...

$X_2/\delta = 0,5$. Au-delà de $X_2/\delta = 0,5$ les termes de convection et de diffusion deviennent relativement considérables. L'idée d'une structure localement définie est donc tout à fait acceptable dans la zone turbulente de paroi où les transports jouent peu de rôle et ceci justifie l'introduction des seuls paramètres locaux U_f , X_2 et ν . La zone de sillage met en cause l'ensemble des phénomènes. Si le nombre de Reynolds est suffisamment grand, la viscosité ne joue plus aucun rôle sur le comportement des structures qui modèlent l'écoulement moyen, seuls alors U_f, X_2 et δ interviennent. L'idée d'une région de recouvrement entre zone de paroi et zone de sillage a été utilisée de façon assez primitive par MILLIKAN 1938 ; elle demeure cependant à travers des ajustements qui utilisent des développements asymptotiques valables pour des nombres de Reynolds tendant vers l'infini.

Outre ces quelques idées essentielles le caractère aléatoire de la turbulence a conduit certains auteurs à chercher dans les distributions de probabilités des informations d'une autre nature. L'idée est en soi intéressante, davantage du reste si l'on s'efforce de déceler des écarts par rapport à la loi normale que si l'on violente la nature pour s'y conformer. En effet, on peut montrer de différentes manières que l'écart par rapport à la loi gaussienne résulte d'un modelage des fonctions aléatoires par le caractère non linéaire de la turbulence et il a été souligné que cet aspect est précisément essentiel. De ce point de vue l'analyse de FRENKIEL et KLEBANOFF 1973 peut être considérée comme intéressante car elle montre combien un schéma gaussien nécessite d'incessantes retouches si l'on veut suivre à travers une succession de moments les étapes du mécanisme turbulent. Lorsque la quantité sur laquelle on considère les moments résulte de l'association de deux fonctions aléatoires correlées, u_1 et u_2 par exemple, on devra bien entendu tenir compte des remarques relatives aux produits de telles fonctions. Ainsi LU et WILLMARTH 1972 trouvent

pour le facteur d'aplatissement du produit de u_1 et u_2 une valeur $T_{u_1u_2}$ = 12,4 en supposant pour les deux vitesses des lois normales et un coefficient $R_{u_1u_2}$ égal à 0,44. GUPTA et KAPLAN 1972 montrent expérimentalement que $T \simeq 10$ pour $u_1u_2 - \overline{u_1u_2}$. L'adaptation des techniques d'échantillonnage conditionnel, initialement développées par KIBENS 1968 fournit d'importantes informations. Une discrimination des produits u_1u_2 selon les signes de u_1 et de u_2 peut être réalisée (LU et WILLMARTH 1972) et amène à définir des valeurs moyennes $(\widetilde{u_1u_2})_i$ $(i=1 \text{ à } 4)$; i étant caractéristique d'un des quadrants du plan u_1, u_2 . Il apparaît que $(\widetilde{u_1u_2})_2 / (\widetilde{u_1u_2})_4$ reste égal à 1,35 dès que $X_2U_f/\nu > 80$ alors qu'une hypothèse gaussienne imposerait une valeur unité. Près de la paroi apparaissent une succession de bouffées de courte durée (5 % du temps total), nées au voisinage de la frontière extérieure du film visqueux. Elles ont pu être interprétées comme un phénomène d'intermittence, ce qui est possible si l'on définit l'intermittence comme une alternance de phénomènes aléatoires statistiquement différenciés. Ces bouffées contribuent de façon marquante aux tensions de Reynolds dans cette région. Une certaine relation a été observée entre les bouffées et le comportement de l'écoulement loin de la paroi (GRASS 1971, NYCHAS, HERSHEY et BRODKEY 1973). Elle a crédité l'idée que l'écoulement au voisinage de celle-ci conditionnait toute la couche limite en dépit du fait qu'un tel mécanisme impliquerait de grosses difficultés d'interprétation au niveau des transferts d'énergie dans l'espace des nombres d'onde. Il paraîtrait plus raisonnable et en tout cas possible de ne considérer ces bouffées que comme un phénomène secondaire issu d'instabilités intéressant toute la couche.

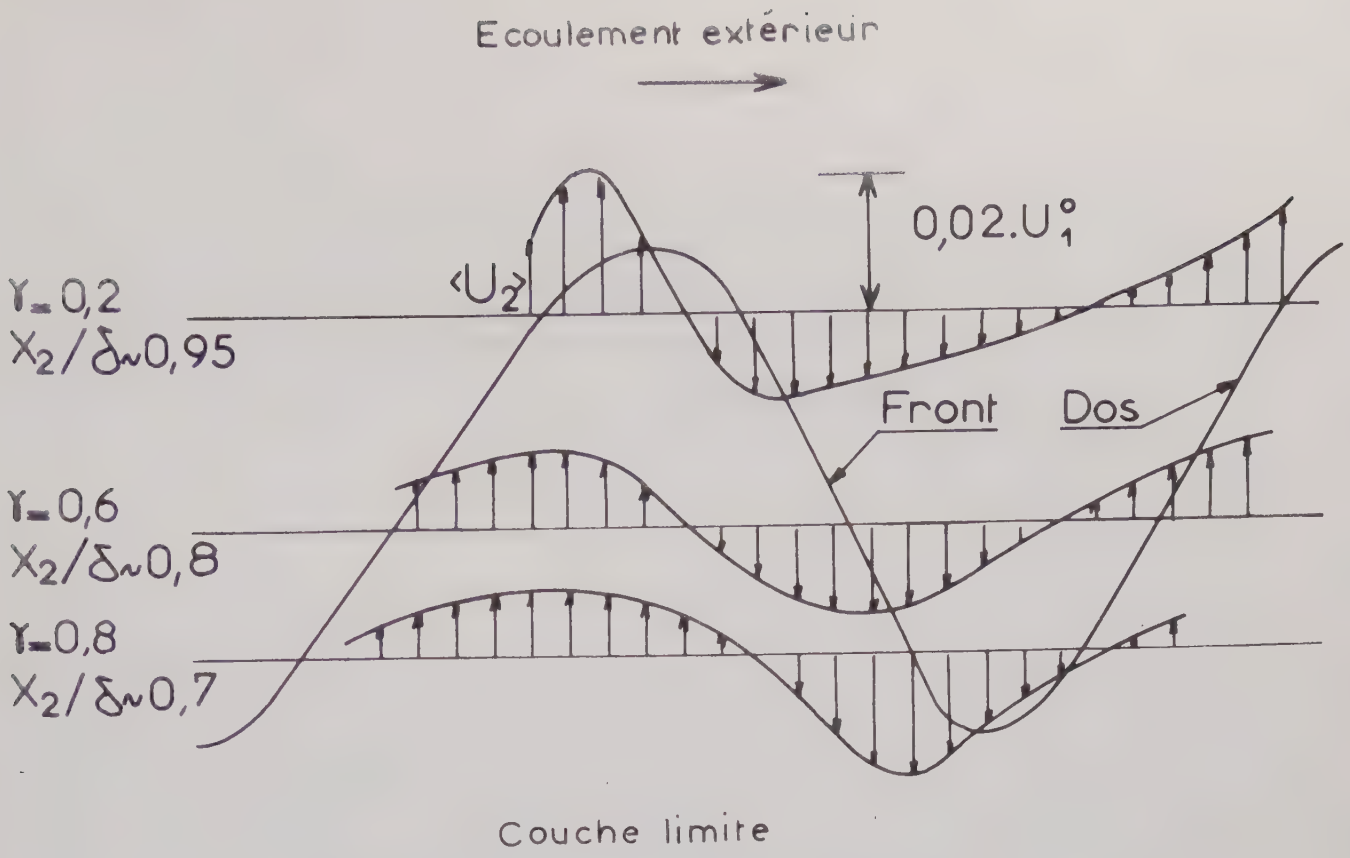
C'est dans la zone externe que certains phénomènes typiques ont été décelés; à partir d'enregistrement CORRSIN 1943 détecte l'existence d'une frontière aléatoire séparant toute zone turbulente du fluide avoisinant. Cette région de séparation fut dans un

premier temps considérée comme une surface de quasi discontinuité bien qu'une telle hypothèse ne doive pas être, comme nous le verrons, acceptée sans réserve. Si l'on adopte au moins provisoirement cette représentation, il existe alors dans la zone frontière un phénomène d'intermittence très nettement caractérisé. En un point deux phénomènes statistiquement déterminés se succèdent reflètant, l'un les propriétés du champ turbulent, l'autre les mouvements aléatoires induits par la frontière suivant un schéma bien décrit par l'analyse de PHILLIPPS 1955. On a maintes fois insisté sur la nature rotationnelle de l'un et irrotationnelle de l'autre et c'est ce qui donne à cette intermittence de frontière un aspect particulièrement typique. Si le mot intermittence a déjà été avancé à propos des bouffées de paroi, c'est que ces deux cas, bien que fort différents, ont un caractère commun : l'entrée en jeu de deux phénomènes aléatoires suffisamment différenciés ; dans tous les cas la situation peut être décelée à partir d'une analyse des moments statistiques. Ainsi, TOWNSEND 1948 a pu, à l'aide d'une mesure du facteur d'aplatissement Tu_1, déterminer l'intermittence dans un sillage. CORRSIN et KISTLER 1955 ont constaté expérimentalement que la position de la fontière est distribuée de part et d'autre d'une certaine position moyenne, suivant une loi quasi-gaussienne et ce fait a pu être retenu comme la marque d'un caractère diffusif. D'autre part, les grandes valeurs des intervalles de temps entre deux passages successifs du front en un même point, suivent sensiblement une loi exponentielle, ce qui implique un processus de POISSON pour le nombre des passages. Ces observations ont été confirmées pour la frontière libre d'une couche limite turbulente par les essais de KOVASZNAY, KIBENS, BLACKWELDER 1970. Les corrélations spatio-temporelles et le spectre du signal d'intermittence $I(t,M)$ ($I(t)=1$ lorsque la sonde de détection est plongée dans l'écoulement turbulent, $I(t) = 0$ autrement) accréditent un schéma de frontière constituée d'une suite aléatoire de bouffées turbulentes, individualisables, tridimensionnelles, présentant un déficit de quantité de mouvement par rapport au fluide qui les entoure.

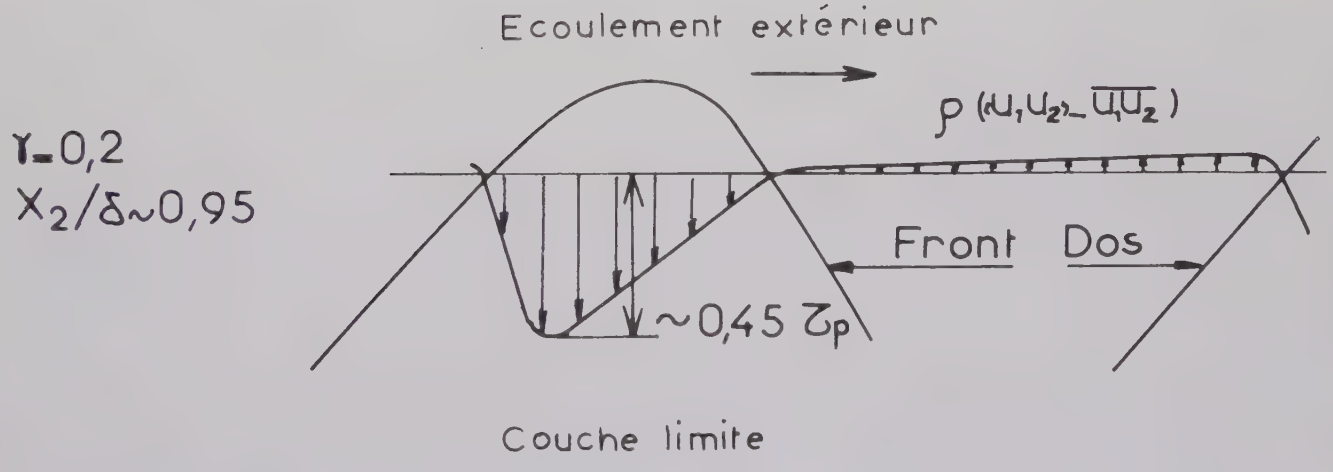
.../...

La description expérimentale du champ des vitesses associées à une bouffée turbulente type, fait appel aux techniques d'échantillonnage conditionnel. Pour les couches limites on retiendra les travaux de KOVASZNAY et alii 1970 et d'ANTONIA 1972. Ces auteurs utilisant des méthodes différentes proposent, à des nuances près, une même description. A une distance donnée de la paroi, la composante longitudinale U_1^i de la vitesse moyenne dans les bouffées turbulentes est inférieure, d'environ 10 %, à celle U_1^e qui est relative à l'écoulement extérieur. Ceci peut poser le problème de l'existence d'une discontinuité ou d'une quasi-discontinuité de la vitesse au voisinage de la surface frontière, encore qu'une telle question n'ait aucun sens si on la pose de façon globale, ne serait-ce qu'en raison de l'existence de zones perméables. Les gradients transversaux des vitesses échantillonnées U_1^i et U_1^e restent sensiblement constants de part et d'autre de la frontière, cette propriété ne s'étendant pas toutefois aux zones de mélange (WYGNANSKI et FIEDLER 1970) ou aux sillages (THOMAS 1973) dans lesquels, du reste, la production turbulente est beaucoup plus uniformément répartie. Les croquis suivants indiquent schématiquement les répartitions de la composante transversale U_2 de vitesse moyenne et de la tension de Reynolds.

.../...



Répartitions de la composante transversale U_2 de vitesse moyenne (selon KOVASZNAY et alii 1970 et ANTONIA 1972)



Répartition de la tension de Reynolds à travers une bouffée pariétale type (selon ANTONIA 1972)

Contrairement à ce qui est observé pour la composante U_1 , les répartitions de la composante transversale U_2 , près du front et près du dos d'une bouffée turbulente, diffèrent considérablement. Sans vouloir rappeler tout le processus de formation des bouffées proposé par KOVASZNAY, nous remarquerons seulement, d'après la position des zones où U_2 reste négatif, que l'entraînement du fluide extérieur dans la couche limite, s'effectue essentiellement sur le front des bouffées pariétales. La distribution des tensions de Reynolds à l'intérieur des bouffées appelle au moins deux remarques. D'une part, la valeur maximale de $-\rho\overline{u_1 u_2}$ (45 % de la tension pariétale) fait indirectement état de la forte participation des grandes structures au mouvement de la frontière. D'autre part, le module de la tension de Reynolds augmente, à partir du front de la bouffée, durant les deux tiers de son temps de passage. Le maximum de $-\rho\overline{u_1 u_2}$ survient plus loin du front que du dos de la bouffée. Cette tendance devient encore plus nette lorsque l'on ne sélectionne que les bouffées les plus longues et donc, grosso-modo, les plus anciennes. Nous tenterons par la suite de donner une explication de ce fait. D'autre part, signalons que les propriétés de la frontière extérieure relevées par ANTONIA 1972 pour une couche limite sur paroi rugueuse ne sont pas sensiblement différentes des précédentes trouvées sur paroi lisse. On connaît également assez bien la structure correspondante des frontières de jets (WYGNANSKI et FIEDLER 1970) de sillage (THOMAS 1973) et de zone de mélange (SUNYACH 1971). Ainsi que nous l'avons déjà laissé entendre, ceci jette à priori une suspicion sur un conditionnement de la zone frontière à partir de la zone pariétale.

Dans la recherche que nous allons exposer nous tenterons de voir si la présence de la turbulence extérieure apporte quelques modifications sensibles aux mécanismes que nous venons de rappeler.

.../...

On peut en tout cas espérer qu'un marquage du fluide extérieur par un champ turbulent facilite certaines interprétations. Une situation un peu analogue a déjà été observée : dans un jet pariétal la zone d'écoulement comprise entre la paroi et le point de vitesse maximale se trouve fortement sollicitée par le champ turbulent extérieur. La situation est particulièrement complexe du fait d'un certain dualisme entre deux types de turbulences, l'une née au voisinage de la paroi, l'autre issue de la région libre du jet. Comme le remarquent TAILLAND et MATHIEU 1967, la production de turbulence dans la zone de jet est globalement 15 fois plus grande que celle dans la région pariétale. La présence d'une vitesse extérieure permet de moduler le phénomène (IRWIN 1973). Le cas où une couche limite se développe en présence d'une turbulence sensiblement isotrope peut être considéré comme une situation limite, celle pour laquelle le champ qui modèle la couche limite est neutre du point de vue des contraintes et de la production d'énergie. De plus, il est alors possible de contrôler indépendamment l'intensité et les échelles intégrales de turbulence.

C'est depuis moins d'une quinzaine d'années que les couches limites turbulentes évoluant en présence d'un écoulement extérieur turbulent généré par des grilles ont fait l'objet d'études expérimentales spécifiques. Dans leur majorité, ces investigations mettent en évidence l'influence prépondérante de l'intensité $\widetilde{u}_1^\circ / U_1^\circ$ de la turbulence extérieure dont la structure spatiale reste d'ailleurs généralement mal définie. Les premiers travaux relèvent les évolutions des propriétés moyennes ou globales des couches limites lorsque $\widetilde{u}_1^\circ / U_1^\circ$ augmente. KLINE, LISIN et WAITMAN 1960 observent l'accroissement du coefficient de frottement pariétal, l'augmentation de l'encombrement transversal, ainsi qu'une altération générale des profils de vitesses moyennes ; cette altération, également constatée par VRUBLEVSKAYA 1960, se manifesterait même dans la zone turbulente de paroi. Les essais postérieurs,

.../...

tels ceux de JUNKHAN et SEROVY 1967 ne semblent cependant pas confirmer ce dernier point. On pourrait imputer ce désaccord au fait que l'intensité de la turbulence extérieure à la couche diffère d'une expérience à l'autre. Mais la détermination discutable de la vitesse de frottement par KLINE et alii pourrait aussi expliquer ces différences. L'investigation de HUFFMAN, ZUMMERMAN et BENNETT 1972 contribue à une meilleure connaissance de la structure turbulente de la couche limite et confirme nos observations (1971) sur l'infléchissement de la loi de sillage. L'accroissement corrélatif de la convection dans la zone turbulente pariétale laisse également à penser que le quasi-isolement de cette région se trouve altéré. Enfin citons deux rapports d'EVANS 1972 et 1973 faisant état de mesures sur les vitesses moyennes, l'énergie cinétique turbulente et les tensions de Reynolds ; les résultats sont cohérents avec ceux acquis antérieurement.

Du fait de la liaison supposée entre le coefficient de frottement pariétal et un nombre adimensionnel de l'échange thermique, tel le nombre de Margoulis, il nous est apparu intéressant de rappeler très brièvement quelles influences sur les échanges de chaleur certains auteurs avaient pu déceler. Lorsque l'intensité de la turbulence extérieure augmente, les mesures de FEILER et YEAGER 1962 montrent un accroissement très sensible du transfert de chaleur pouvant atteindre 50 %. En revanche, KESTIN, MAEDER et WANG 1961 ne décèlent que très peu d'effets. Dans un jet pariétal MATHIEU 1959 trouve que l'analogie de Reynolds considérée dans ses effets globaux est peu altérée. Certes, les difficultés des mesures de flux thermique entrent en compte, mais les premiers résultats cités pourraient inclure un phénomène parasite tel le déplacement de la zone de transition laminaire-turbulente. A partir de cette analyse succinte, on pressent que, s'il y a une altération des propriétés de l'écoulement au voisinage de la paroi sensible sur les échanges thermiques à nombre de Prandtl voisin de 1, elle ne doit pas être considérable.

.../...

Dans le présent travail la couche limite turbulente évolue en l'absence de tout gradient de pression. Le champ turbulent extérieur est engendré par des grilles et sera de ce fait sensiblement isotrope. Différentes configurations permettent de contrôler indépendamment l'intensité et les échelles intégrales de longueur. Un des inconvénients de ce procédé est évidemment la décroissance continue de la turbulence dans le sens de l'écoulement. Nous avons essayé de fournir un ensemble de résultats expérimentaux aussi complet que possible afin de faciliter la mise en évidence et l'interprétation des mécanismes turbulents. De plus, ces essais ont été conduits de façon à aider éventuellement l'élaboration des schémas de calculs. Les caractéristiques globales, les bilans de l'énergie cinétique turbulente et les différents moments des fluctuations de vitesse jusqu'à l'ordre 4, ont été déterminés. Le mouvement de la frontière libre a été ensuite caractérisé. Enfin, dans la partie extérieure de la couche limite, siège du phénomène d'intermittence, l'utilisation d'une technique de mesures conditionnelles a permis de préciser séparément les propriétés de l'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur de la couche.

CHAPITRE II

INSTALLATION

1 - SOUFFLERIE

La soufflerie utilisée présente un circuit ouvert et fonctionne au refoulement. Ses caractéristiques géométriques sont indiquées sur la figure 1.

Deux ventilateurs centrifuges, du type Chicago A.27, montés en série à l'amont de la soufflerie, assurent le mouvement de l'air. Couplés à un moteur d'une puissance de 25 Kw, à courant continu, qui fait partie d'un groupe Ward-Léonard, leur vitesse de rotation reste constante à 0,1 % près. Dans la veine d'essais, la vitesse de l'air peut être réglée de façon continue entre 0,5 et 20 m/s. Pour un débit de 2,5 m^3/s la charge motrice fournie est de 100 mm CE. Une manchette souple en toile permet un découplage mécanique entre ces ventilateurs et les autres éléments de la soufflerie.

Le dépoussiérage de l'air s'effectue à l'aide de filtres, en papier plié, de fabrication Schneider-Poelman et disposés dans une section droite de la chambre de tranquillisation. Pour un mélange type de poussières, toutes d'une taille inférieure à 3 μ, l'efficacité serait de 97 %. Un échangeur de chaleur air-eau alimenté par le réseau de la ville permet de limiter les dérives de température à l'intérieur de la veine d'essais. La régulation s'effectue à l'aide d'un Pyrectron qui agit sur le débit liquide. Au réglage optimal, les variations résiduelles de température sont inférieures à $\pm$ 0,2° C.

.../...

Le rapport de contraction du convergent bidimensionnel précédant la veine d'essais est égal à 4. Cette valeur, qui est relativement petite par rapport à celles qui sont habituelles pour les souffleries de ce type, est due à une exigence technologique supplémentaire. Un dispositif mécanique servant à pulser l'écoulement peut être en effet installé dans la soufflerie. Constitué de volets animés d'un mouvement de rotation à une vitesse de 3 000 t/mn, son envergure ne peut guère dépasser 0,5 m. Cette valeur est donc adoptée comme largeur du convergent. La hauteur de sa section amont se trouve limitée à 2 m, compte tenu du volume disponible au-dessus de l'installation. L'implantation, en aval des ventilateurs, de cinq grillages et d'un filtre antigiratoire long de 9 cm et à mailles hexagonales de 0,6 cm de côté, assure malgré tout des qualités acceptables pour l'écoulement dans la veine d'essais. L'inhomogénéité des vitesses moyennes est inférieure à 0,2 % et l'intensité de la turbulence résiduelle reste inférieure à 0,3 %.

La veine d'essais, longue de 2 m, offre une section droite carrée d'aire 0,25 m^2 (Fig. 2). Les parois inférieure et supérieure pivotent autour d'axes horizontaux afin d'annuler au mieux le gradient longitudinal de pression. Les déplacements des sondes dans le plan vertical médian de cette veine sont commandés de l'extérieur à partir de deux chariots disposés au-dessus de la paroi supérieure. Le premier, mobile en translation horizontale, supporte le second dont le mouvement vertical est assuré avec une précision de 1/100ème de millimètre par une vis au pas de 1 mm. Pour une sonde constituée d'un fil chaud simple, il est possible de mesurer la distance entre le fil et la paroi supérieure de la plaque plane à l'aide d'une lunette installée en permanence hors de la veine d'essais. Les graduations du micromètre de la lunette sont préalablement étalonnées à l'aide du chariot à déplacement vertical. Puis on effectue la visée entre le fil chaud et son image dans la paroi. La distance fil-

.../...

paroi est connue à 1,5/100ème de millimètre près. Par ailleurs l'obstruction des porte-sondes, dans la veine, reste toujours inférieure à 2/100ème.

2 - PLAQUE DE MESURE

Toutes les couches limites turbulentes décrites dans les chapitres suivants se développent le long d'une plaque plane généralement équipée, au voisinage du bord d'attaque, d'un fil cylindrique.

La plaque plane, longue de 2 m, large de 0,498 m et épaisse de 0,0125 m, est disposée horizontalement. Le bord d'attaque se trouve placé à 25 cm en aval du début de la veine d'essais. La face horizontale supérieure, au-dessus de laquelle on observe l'écoulement, est en moyenne à 0,35 m au-dessous de la paroi supérieure de la veine. Cette plaque repose sur quatre pieds scellés sur une suspension constituée d'un bloc de béton et de six ressorts à boudins ; la fréquence propre de la suspension est de l'ordre de 1 Hz. On a assuré l'étanchéité entre la plaque horizontale et les parois verticales de la veine au moyen d'un joint plastique souple.

Vue en section droite verticale, la plaque comporte de haut en bas :

- une épaisseur de 5 mm de duralumin dont la face supérieure est dressée et polie. Les défauts de planéité résiduels doivent être inférieurs à 0,6 mm de creux sur 1 m.

- une nappe de fils résistants (7 Ω/m) de diamètre 0,4 mm gainés d'un isolant qui présente un diamètre extérieur

.../...

de 3,5 mm. Deux brins consécutifs de 0,49 m de long sont espacés de 15 mm. L'alimentation électrique est possible par tranches de 12 et 15 cm tout au long des deux mètres de la plaque.

- une épaisseur de 4 mm en bakélite pour l'isolement thermique.

Le bord d'attaque a une forme arrondie et légèrement dissymétrique (Fig. 2). Il est en bois dur, ce qui facilite sa réalisation. Une peinture, bonne conductrice de la chaleur, le recouvre.

Le fil, situé au voisinage du bord d'attaque, sur la paroi supérieure, est en fait un tube cylindrique métallique de 4 mm de diamètre extérieur. Son axe, perpendiculaire à la vitesse incidente, est à 15 mm de la génératrice d'attaque. Ce tube est traversé, sur toute son envergure, par trois fils résistants (7Ω/m, diamètre extérieur 0,5 mm).

Pour éventuellement chauffer l'ensemble de la plaque de mesure, on alimente les différentes résistances à des tensions électriques convenables. La face supérieure de la plaque est alors à une température de 19°5 supérieure à celle de l'air incident. La température de paroi reste constante à ± 0,2°C près dans la zone de mesure comprise entre 0,4 et 1,3 m en aval du bord d'attaque et s'étendant sur ± 0,1 m de part et d'autre de l'axe. Le tube de 4 mm de diamètre est porté à une température moyenne de 30°C au-dessus de l'ambiante.

3 - GRILLES DE TURBULENCE

L'introduction dans la veine d'essais, d'une turbulence sensiblement isotrope, pour laquelle l'intensité et l'échelle

intégrale de longueur sont réglables indépendamment dans une section droite donnée, a été réalisée au moyen de grilles inactives placées en amont de la plaque d'essais. Toutes les grilles, constituées de 16 barreaux orthogonaux, à la vitesse incidente, sont biplanes et à maille carrée (Fig. 2).

Pour générer à une abscisse X_1 des champs turbulents présentant des échelles intégrales, $(L_{11}^{(2)})^0$, peu différentes, on utilise des grilles de mailles M identiques, placées à une même distance ℓ en amont du bord d'attaque de la plaque de mesure. On obtient alors différentes intensités $\widetilde{u}_1^0/U_1^0$ en modifiant, soit l'espacement entre les deux plans de la grille, soit la géométrie des barreaux (Fig. 3). L'homogénéité du champ des vitesses en aval de chaque grille reste satisfaisante. Dans le cas le plus défavorable, à X_1 = 1,3 m et $\widetilde{u}_1^0/U_1^0$ = 4 %, la vitesse moyenne reste constante à $\pm$ 0,6 % dans le plan médian de la veine et à $\pm$ 2 % sur 10 cm de part et d'autre.

En revanche, pour générer à une abscisse X_1 des champs turbulents présentant des échelles $(L_{11}^{(2)})^0$ différentes et des intensités identiques, on utilise des grilles de mailles différentes, ayant même obstruction, et placées à un même nombre de mailles en amont de la section d'abscisse X_1. Afin de systématiser l'étude, trois groupes de deux grilles ont été retenus (Fig. 4).

.../...

CHAPITRE III

METHODES DE MESURE - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Dans ce chapitre, nous précisons comment et dans quelles conditions les résultats expérimentaux sont obtenus. La technique de l'anémométrie à fil chaud est en particulier largement utilisée et les signaux de mesure font l'objet de traitements analogiques. En ce qui concerne les trois composantes de la vitesse fluctuante, on a essentiellement déterminé les moments statistiques de deuxième, troisième et quatrième ordre. Une mise en forme est réalisée sur le signal de température afin d'obtenir un signal représentatif de la fonction intermittence. Disposant d'un tel signal nous mesurons alors les moyennes conditionnelles des principales caractéristiques cinématiques. A la suite de cette description des dispositifs et des méthodes de mesure, nous indiquons les conditions expérimentales propres à l'écoulement.

1 - MESURES GLOBALES

1.1. COEFFICIENT DE FROTTEMENT PARIETAL

Le coefficient de frottement pariétal est calculé à partir de la tension pariétale τ_p et de la vitesse extérieure U_1° . Pour la mesure de τ_p nous utilisons un tube de Preston cylindrique de diamètre extérieur d égal à 2 mm. Dans tous les cas, l'ordonnée réduite $dU_f/2\nu$ de l'axe du tube reste comprise entre 30 et 40, domaine pour lequel la loi de paroi dépend particulièrement peu du type d'écoulement. La relation d'étalonnage utilisée :

.../...

$$\log \frac{\tau_p d^2}{4\rho V^2} = 0{,}882 \log \frac{(P_t - P) d^2}{4\rho V^2} - 1{,}412$$

est celle proposée par ALCARAZ, GUILLERMET et MATHIEU 1968 établie à l'intérieur d'un long tuyau cylindrique. Les incertitudes relatives à τ_p et C_f sont estimées à $\pm$ 2 %, compte tenu des imprécisions affectant $P_t - P$ (0,5 %), d (0,5 %) et la température ambiante (0,5 %). Elles restent très inférieures à celles qui seraient relatives à une détermination directe de τ_p à partir des profils de vitesses moyennes près de la paroi.

1.2. EPAISSEUR DE COUCHE LIMITE

L'encombrement transversal de la couche limite est défini au moyen de l'épaisseur conventionnelle δ telle que :

$$U_1(\delta) = 0{,}99\, U_1^\circ$$

En fait, on mesure $U_1^\circ - U_1$ à l'aide d'un montage différentiel entre deux fils chauds droits connectés à des anémomètres à température constante. L'influence de la température ambiante sur la réponse d'un seul fil (0,02 m/s sur U_1 pour 0,2°C) est ainsi réduite. En outre on procède à un contrôle systématique des premières lectures à la fin de chaque exploration et à une vérification périodique de tous les étalonnages. Les résultats de trois essais entrent en compte dans chaque valeur de δ ; l'incertitude serait ainsi réduite à $\pm$ 3 %.

2 - ISOLEMENT SIMULTANE DE DEUX COMPOSANTES DE LA VITESSE ET DE LA TEMPERATURE

.../...

Après avoir rappelé les caractéristiques des sondes et des anémomètres ainsi que celles des modules d'isolement, nous précisons la méthode d'étalonnage et analysons les principales causes d'incertitude.

2.1. SONDES

Une sonde à deux fils chauds croisés en X est utilisée pour les mesures en écoulement isotherme. De fabrication Thermo-Systems (n° 1248 ancien modèle) elle présente un support de faible encombrement (diamètre 1,5 mm) et une configuration originale des broches. Deux d'entre elles sont recourbées et disposées hors des plans contenant les fils. Ceux-ci, en tungstène, ont un diamètre de 5 μ , une longueur de 1,5 mm et une résistance électrique $R_a = 6{,}5\ \Omega$. La vitesse moyenne, qui est située dans le plan des fils, fait avec chacun d'eux un angle de 45°. Lorsque des fluctuations de température sont présentes dans l'écoulement, on adjoint au précédent élément de détection, une sonde à un fil chaud horizontal et perpendiculaire à la vitesse incidente. Ce fil, en platine, d'un diamètre nominal de 2 μ , long de 1,5 mm est soudé électriquement sur un embout de sonde DISA 55 F 11 et a une résistance électrique proche de 50 Ω . Les axes des supports des deux sondes sont parallèles, horizontaux et distants de 6 mm.

2.2. ANEMOMETRES

Chaque fil de 5 μ est connecté à un anémomètre à température constante DISA 55 D 01. On a adopté une surchauffe $(R-R_a)/R_a$ de 0,8. Compte-tenu des répartitions spectrales des fluctuations de vitesse, la fréquence supérieure de coupure est

.../...

fixée à 20 Khz. Un courant d'intensité constante, 0,6 mA, traverse le fil de 2 μ de diamètre. La surchauffe résultante reste inférieure à 10^{-3}. Pour l'amplification du signal délivré par ce fil on utilise un montage différentiel qui réduit l'importance relative du bruit de fond et des dérives introduites par les variations de la température ambiante. Lorsque l'écoulement n'est pas isotherme, les tensions fluctuantes délivrées par les deux anémomètres à température constante et par l'anémomètre à intensité constante peuvent s'écrire (JOHNSON 1955) :

$$e_1 = \alpha_1 \frac{u_1}{U_1} + \beta_1 \frac{u_2}{U_1} + \gamma_1 \frac{\theta}{\textcircled{H}}$$

$$e_2 = \alpha_2 \frac{u_1}{U_1} + \beta_2 \frac{u_2}{U_1} + \gamma_2 \frac{\theta}{\textcircled{H}}$$

$$e_3 = \gamma_3 \frac{\theta}{\textcircled{H}}$$

où u_1 , u_2 , θ représentent les fluctuations respectives de la composante longitudinale de vitesse, de la composante de vitesse normale à la paroi (située dans le plan des fils croisés) et de la température. Lorsque les conditions de fonctionnement (positions, surchauffes) sont définies, on sait que les coefficients de sensibilité α_1 , α_2 , β_1 , β_2 , γ_1 , γ_2 ne dépendent que de la vitesse moyenne de l'écoulement (COMTE-BELLOT et MATHIEU 1958) et que γ_3 reste pratiquement constant (MATHIEU 1959). Les relations III-1 correspondent aux développements en série, limités au premier ordre, des tensions de sortie des anémomètres. Elles supposent que chaque fil de 5 μ n'est pas refroidi par la composante de vitesse qui lui est parallèle et que toutes les fluctuations sont petites.

.../...

2.3. ISOLEMENT DES SIGNAUX

L'isolement simultané de trois signaux électriques $e_{u_1}, e_{u_2}, e_\Theta$, proportionnels, respectivement, aux seules valeurs de u_1, u_2, Θ est effectué selon une méthode qui a été développée par SCHON et BAILLE 1972 et qui généralise celle de COMTE-BELLOT 1965 pour deux fils croisés. Le système III-1 est résolu à l'aide d'amplificateurs analogiques à gain ajustables (Fig. 5). On élimine d'abord la température des tensions e_1 et e_2 à l'aide de la tension e_3 et l'on obtient :

$$e_4 = e_1 - \frac{\gamma_1}{\gamma_3} e_3 = \alpha_1 \frac{u_1}{U_1} + \beta_1 \frac{u_2}{U_1}$$

$$e_5 = e_2 - \frac{\gamma_2}{\gamma_3} e_3 = \alpha_2 \frac{u_1}{U_1} + \beta_2 \frac{u_2}{U_1}$$

Ensuite on forme les sommes pondérées $e_4 + k_1 e_5$ et $e_4 - k_2 e_5$ qui fournissent respectivement e_{u_1} et e_{u_2} lorsque $k_1 = -\beta_1/\beta_2$ et $k_2 = +\alpha_1/\alpha_2$. Pour obtenir les valeurs γ_1/γ_3 et γ_2/γ_3 des gains on calcule $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ à partir des courbes d'étalonnage $E_i(\Theta)$, $(i=1,2,3)$ relevées à vitesse constante. En revanche k_2 et k_1 sont réglés directement de façon à rendre d'abord $E_4 - k_2 E_5$ indépendant de U_1 puis $E_4 + k_1 E_5$ invariant lorsque l'orientation de la sonde passe de $-\Delta\varphi$ à $+\Delta\varphi$. Pour ce qui est des vitesses moyennes, leur isolement est assuré car la composante U_2 transversale reste toujours petite devant la composante U_1 longitudinale ($U_2/U_1 < 10^{-2}$). Si l'on désire seulement mesurer les moments d'ordre deux de u_1, u_2, Θ d'autres processus de traitement sont envisageables. Par exemple on peut généraliser la méthode des systèmes d'équations proposée par ASKHENAS 1955 et résoudre algébriquement les six équations en $\overline{e_1^2}$, $\overline{e_2^2}$, $\overline{e_3^2}$, $\overline{e_1 e_2}$, $\overline{e_1 e_3}$, et $\overline{e_2 e_3}$. On peut aussi n'utiliser qu'une sonde à deux fils de 5 μ et les faire

.../...

travailler à plusieurs surchauffes (CORRSIN 1963, VEROLLET 1972 et FULACHIER 1972). Cependant de telles méthodes deviennent relativement lourdes dans leur application quand on désire atteindre des moments d'ordre supérieur ou des spectres. De plus, un isolement simultané paraît indispensable dès que l'on projette d'effectuer des mesures conditionnelles portant sur les signaux cinématiques et commandées à partir du signal de température.

2.4. ETALONNAGE DES SONDES

La courbe de réponse à la vitesse U_1 est rendue linéaire au moyen d'un linéarisateur DISA 55 D 10 agissant sur la somme $E_6 + e_6$ des signaux $E_4 + e_4$ et $E_5 + e_5$. L'étalonnage de la sonde s'obtient à partir des courbes expérimentales $E_{u_1}(U_1)$, $E_{u_2}(\varphi)$, $E_\theta(\Theta)$ relevées au milieu de la veine d'essais où l'intensité de la turbulence résiduelle est de 0,3 % (Fig. 6). Les coefficients de sensibilité de la sonde ont pour expressions :

$$\alpha \equiv U_1 \frac{\partial E_{u_1}}{\partial U_1} \quad ; \beta \equiv -\frac{\partial E_{u_2}}{\partial \varphi} \quad ; \gamma \equiv \Theta \frac{\partial E_\theta}{\partial \Theta} \equiv \gamma_3 \qquad \text{III.2}$$

Le même procédé permet aussi de préciser la qualité de l'isolement des tensions E_{u_1} et E_{u_2}. Les relations :

$$\frac{e_{u_1}}{\alpha} = \frac{u_1}{U_1} + k_{12}\frac{u_2}{U_1} + k_{13}\frac{u_3}{U_1} + k_{14}\frac{\theta}{\Theta}$$

$$\frac{e_{u_2}}{\beta} = k_{21}\frac{u_1}{U_1} + \frac{u_2}{U_1} + k_{23}\frac{u_3}{U_1} + k_{24}\frac{\theta}{\Theta}$$

.../...

dans lesquelles

$k_{12}=2.10^{-2}$, $k_{13}=2.10^{-3}$, $k_{14}=0,5.(U_1=5m/s)$, $k_{14}=0,05\ (U_1=10m/s)$

$k_{21}=1,5.10^{-3}$, $k_{23}=1,5.10^{-2}$, $k_{24}=0,05\ (U_1=5m/s)$, $k_{24}\sim 0\ (U_1=10m/s)$

chiffrent les contaminations résiduelles. En couche limite les fluctuations ont, à X_2/δ = 0,1, des ordres de grandeur tels que $u_1/U_1\sim 2u_2/U_1\sim 1,5u_3/U_3\sim 30\theta/\Theta$. Pour le fil de 2 μ le coefficient de la relation

$$\frac{e_\theta}{\delta}=\frac{\theta}{\Theta}+k_{31}\frac{u_1}{U_1}$$

peut être estimé à partir de la loi de King qui conduit à

$$k_{31}=\frac{1}{2}\frac{B\sqrt{U_1}}{A+B\sqrt{U_1}}\frac{R_3-R_{3a}}{R_{3a}}\sim 0,5.10^{-3}$$

(A et B : coefficient de la loi de King)

Cependant les déterminations directes (SCHON et BAILLE 1972) prenant en compte l'aspect dynamique du problème conduisent à des valeurs de k_{31} de l'ordre de 0,1.

2.5. INCERTITUDE DES MESURES

L'étalonnage direct de la sonde élimine les incertitudes de mesure liées à la validité de la loi d'échange thermique entre un fil et l'air incident. Un tel procédé prend en compte les flux thermiques de fuite dirigés du fil vers les gaines ou les broches le supportant ainsi que l'intervention de la composante de vitesse parallèle au fil (CHAMPAGNE 1966). La répétition

.../...

journalière de l'étalonnage limite l'influence du vieillissement de la sonde qui résulte d'un léger encrassement par les poussières résiduelles et d'une évolution de la géométrie des fils.

La réponse de la sonde à deux fils chauds croisés ne semble pas particulièrement affectée par les perturbations aérodynamiques dues aux broches. En effet, de la même manière que SUNYACH 1971, nous avons vérifié que la tension de Reynolds $-\rho\overline{u_1 u_2}$ mesurée en un point reste inchangée si l'on fait tourner la sonde de π autour de l'axe du support. On s'est également assuré que la sonde indiquait $\overline{u_1 u_2} = 0$ sur l'axe d'un écoulement établi en tuyau cylindrique. De tels contrôles, s'ils ne constituent pas des conditions suffisantes pour l'exactitude des mesures, montrent l'influence favorable du départ de deux des broches de la sonde hors des plans des fils (STROHL et COMTE-BELLOT 1973). Mais une altération sensible des mesures de $\overline{u_1 u_2}$ est constatée lorsque l'on approche sans précautions la sonde de celle à un fil servant à détecter la température. Ainsi quand les axes des supports des deux sondes font un angle de 30° on observe une incertitude absolue sur $\overline{u_1 u_2} / \widetilde{u_1}\,\widetilde{u_2}$ qui peut atteindre 0,15. Toutefois, ce type d'erreur systématique n'est plus prépondérant pour des supports parallèles et distants d'au moins 6 mm.

La non-linéarité de la réponse des fils chauds à des fluctuations de grandes amplitudes se manifeste d'une façon statique, au niveau de la courbe d'étalonnage, et d'une façon dynamique à travers le caractère différentiel de l'équation de réponse de l'anémomètre. Le phénomène dynamique mis en évidence par CORRSIN 1963, a été étudié entre autres auteurs, par COMTE-BELLOT et SCHON 1969 pour un anémomètre à intensité constante et par FREYMUTH 1968

.../...

pour un anémomètre à température constante. Dans ce dernier cas il semble que la non-linéarité dynamique ne modifie que très peu les mesures. Aussi ne considérons-nous que la non-linéarité statique et les développements limités à l'ordre trois des tensions de sortie de la chaîne d'isolement. Pour le signal $E'_{u_2} = E_{u_2} + e_{u_2}$ provenant de la différence des signaux E'_4 et E'_5 non linéarisés, on a à l'ordre trois le développement limite suivant (cf. COMTE-BELLOT 1966) :

$$E'_{u_2}(U_1, u_1, u_2, u_3 - E'_{u_2}(U_1, 0, 0, 0) = \beta \frac{u_2}{U_1} - \frac{1}{2}\beta\left(1+\frac{D}{2}\right)\frac{u_1 u_2}{U_1^2}$$

$$+\frac{1}{8}\beta\left(1+\frac{D}{2}+\frac{D^2}{4}\right)\left(\frac{u_2^3}{U_1^3}+\frac{3u_1^2 u_2}{U_1^3}\right)-\frac{1}{2}\beta\left(3+\frac{D}{2}\right)\frac{u_2 u_3^2}{U_1^3} \quad \text{III 3}$$

avec $D = \frac{B\sqrt{U_1/\sqrt{2}}}{A+B\sqrt{U_1/\sqrt{2}}} \sim$ 0,8 pour les fils considérés. Les coefficients de cette relation sont calculés au moyen de la loi de King. Pour E'_{u_1} on doit prendre en compte la réponse du linéarisateur qui agit sur la somme des signaux E'_4 et E'_5. En admettant que le linéarisateur réalise la fonction :

$$E'_{u_1} = \{[E'_6]^2 - [E'_6(U_1, u_i = 0]^2\}^2 . g \quad \text{avec} \quad E'_6 = E'_4 + E'_5$$

le développement limité de E'_{u_1} a pour expression :

$$E'_{u_1}(U_1, u_1, u_2, 0) - E'_{u_1}(U_1, 0, 0, 0) = \alpha\frac{u_1}{U_1} - \frac{1}{4}\alpha\left(1+\frac{D}{2}\right)\frac{u_2^2}{U_1^2}$$

$$+\frac{1}{4}\alpha\left(1+\frac{D}{4}+\frac{D^2}{4}\right)\frac{u_1 u_2^2}{U_1^3} \quad \text{III 4}$$

.../...

Les relations III-3 et III-4 seront utilisées pour estimer les erreurs affectant les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement et qui sont dues à la non-linéarité statique.

3 - MOMENTS STATISTIQUES D'ORDRE INFERIEUR A 3, DES COMPOSANTES LONGITUDINALE ET TRANSVERSALE DE LA VITESSE - COEFFICIENTS D'APLATISSEMENT

Les moments statistiques d'ordre inférieur à trois ($\overline{u_1^2}$, ... , $\overline{u_1 u_2}$, ... , $\overline{u_1 u_2^2}$, ...) sont obtenus à partir des produits instantanés $u_i^m(M,t)\, u_j^n(M,t)$ correspondants ($m+n \leq 3$). On n'a pas considéré les produits qui font simultanément intervenir u_2 et u_3 , leur obtention nécessitant une sonde à trois fils ou une sonde à deux fils dont le plan est incliné à 45° sur la vitesse moyenne (HANJALIC et LAUNDER 1972). Pour les moments du quatrième ordre on a seulement mesuré les moments $\overline{u_i^4}$ $(i = 1,2\ 3)$.

3.1. APPAREILLAGE

L'appareillage électronique qui a été réalisé se présente sous forme de modules interconnectables dont les fonctions et les caractéristiques sont précisées par le tableau suivant :

.../...

Module	Fréquence inférieure de coupure	Fréquence supérieure de coupure	Offset max. en sortie mV	Bruit de fond max. en sortie mV	Impédance d'entrée MΩ	Impédance de sortie KΩ
Filtre d'entrée	< 0,01 Hz (à 3 db)	60 KHz (à 3 db)	0,5	0,1	4	1,5
Filtre de sortie	0	de 10^{-1} à 10^{-3} Hz (à 3 db)	1	0,2	4	1,5
Ensemble multiplieur	0	30 KHz (à 5 %)	2	0,2	4	10^{-2}
Ensemble Quadrateur	0	5 KHz (à 5 %)	1	0,2	4	1,5

Quelles que soient les grandeurs recherchées et par conséquent la configuration de la chaîne de traitement, la séquence des mesures reste identique. Ainsi pour déterminer $\overline{u_1 u_2}/\widetilde{u_1}\widetilde{u_2}$ (Fig. 7) on effectue successivement :

- le réglage des gains des amplificateurs d'entrée des quadrateurs et du multiplieur de façon que ces éléments fonctionnent dans des conditions optimales de précision.

- la vérification à l'oscilloscope de l'absence de saturation en chaque point de la chaîne.

- le relevé des valeurs E_{u_1} , E_{u_2} et des tensions continues de sortie à l'aide d'un même voltmètre.

.../...

- et la mesure des gains de chaque branche de la chaîne en substituant aux tensions fluctuantes d'entrée des tensions continues.

Les grandeurs ainsi obtenues sont relatives à un même échantillon du signal. L'emploi d'un seul voltmètre continu et la mesure directe des gains limitent les incertitudes propres au traitement électronique. Chaque configuration de la chaîne est préalablement vérifiée au moyen de signaux constitués d'impulsions rectangulaires. Ainsi, à titre d'exemple, les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement sont affectés d'erreurs respectives inférieures à 7 et 4 % par défaut (CHARNAY, GENCE, MELINAND 1974).

3.2. VALEURS MOYENNES

La mesure de la valeur moyenne U_1 de la composante longitudinale de vitesse offre peu de difficultés. En revanche il n'est guère réaliste de rechercher une détermination directe de la valeur moyenne U_2 de la composante transversale de vitesse. En effet, U_2 atteint au maximum 3×10^{-2} m/s alors que la sensibilité de la sonde est du même ordre. Aussi on calcule dans la couche limite à partir de l'équation de continuité et des profils expérimentaux $U_1/U_1^o = f(X_2/\delta)$ approchés par les courbes représentant la fonction $U_1/U_1^o = (X_2/\delta)^{1/m(X_1)}$:

$$\frac{U_2}{U_1^o} = \frac{1}{m+1}\left[\frac{X_2}{\delta(X_1)}\right]^{\frac{m+1}{m}}\left[\frac{d\delta}{dX_1} + \frac{\delta}{m}\frac{dm}{dX_1}\left(\text{Log}\frac{X_2}{\delta} - \frac{m}{m+1}\right)\right]$$

3.3. MOMENTS D'ORDRE 2

L'incertitude globale de chaque intensité $(\overline{u_i^2})^{1/2}/U_1^o$ est de l'ordre de 3 % et a essentiellement pour origines, les erreurs propres à la chaîne de traitement et les incertitudes

.../...

attachées à la détermination des coefficients de sensibilité. On peut en effet vérifier que la non linéarité statique a un effet négligeable ; les relations III-4 et III-3 conduisent pour $X_2/\delta = 0,1$, aux valeurs :

$$\frac{\overline{u_1^2}\,mes}{\overline{u_1^2}} - 1 \simeq 4.10^{-3}$$

$$\frac{\overline{u_2^2}\,mes}{\overline{u_1^2}} - 1 \simeq 1.10^{-2}$$

obtenues en adoptant $\overline{u_1 u_2^2}/\tilde{u}_1 \tilde{u}_2^2 = -5.10^{-2}$, $Tu_2 = 3$, $\overline{u_1^2 u_2^2}/\tilde{u}_1^2 \tilde{u}_2^2 = 1$, $\tilde{u}_1/U_1 = 0,12$, $\tilde{u}_1/\tilde{u}_2 = 2$, $-\overline{u_1 u_2}/\tilde{u}_1 \tilde{u}_2 = 0,45$

Dans le cas du produit mixte $\overline{u_1 u_2}$, l'erreur de non-linéarité reste dans la même gamme. Toutefois, en raison des perturbations aérodynamiques des broches de la sonde et du caractère dissymétrique de ce terme, l'incertitude sur $\overline{u_1 u_2}$ est probablement supérieure à celle qui affecte $\overline{u_i^2}$. On peut cependant détecter des évolutions de $\overline{u_1 u_2}$ de moins de 3 % de la valeur maximale, en conservant une même sonde de mesure pour une série d'essais.

3.4. MOMENTS D'ORDRE 3 ET 4

Les non-linéarités résiduelles des courbes de réponses $E_{u_1}(U_1)$ et $E_{u_2}(\varphi)$ provoquent des incertitudes absolues sur $\overline{u_1^3}/\tilde{u}_1^3$ et $\overline{u_2^3}/\tilde{u}_2^3$ données par :

$$\frac{\overline{u_1^3}\,mes}{\tilde{u}_1^3} - \frac{\overline{u_1^3}}{\tilde{u}_1^3} = -\frac{3}{4}\left(1+\frac{D}{2}\right)\left(\frac{\overline{u_1^2 u_2^2}}{\tilde{u}_1^2 \tilde{u}_2^2} - 1\right)\frac{\tilde{u}_2^2}{\tilde{u}_1^2}\frac{\tilde{u}_1}{U_1} +$$

$$\left[\frac{3}{4}\left(1+\frac{D}{4}+\frac{D^2}{4}\right)\left(\frac{\overline{u_1^3 u_2^2}}{\tilde{u}_1^3 \tilde{u}_2^2} - \frac{\overline{u_1 u_2^2}}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2^2}\right)\frac{\tilde{u}_2^2}{\tilde{u}_1^2} + \frac{3}{16}\left(1+\frac{D}{2}\right)^2\left(\frac{\overline{u_1 u_2^4}}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2^4} - 2\frac{\overline{u_1 u_2^2}}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2^2}\right)\frac{\tilde{u}_2^4}{\tilde{u}_1^4}\right]\frac{\tilde{u}_1^2}{U_1^2}$$

.../...

$$\frac{\overline{u_2^3}_{mes}}{\tilde{u}_2^3} - \frac{\overline{u_2^3}}{\tilde{u}_2^3} = -\frac{3}{2}\left(1+\frac{D}{2}\right)\left(\frac{\overline{u_1 u_2^3}}{\tilde{u}_1\tilde{u}_2^3} - \frac{\overline{u_1 u_2}}{\tilde{u}_1\tilde{u}_2}\right)\frac{\tilde{u}_1}{\tilde{u}_2}\frac{\tilde{u}_2}{U_1} +$$

$$\left[\frac{3}{8}\left(1+\frac{D}{2}+\frac{D^2}{4}\right)\left(\frac{\overline{u_2^5}}{\tilde{u}_2^5} - \frac{\overline{u_2^3}}{\tilde{u}_2^3}\right) + \frac{9}{8}\left(1+\frac{D}{2}+\frac{D^2}{4}\right)\left(\frac{\overline{u_1^2 u_2^3}}{\tilde{u}_1^2\tilde{u}_2^3} - \frac{\overline{u_1^2 u_2}}{\tilde{u}_1^2\tilde{u}_2}\right)\frac{\tilde{u}_1^2}{\tilde{u}_2^2} - \left(3+\frac{D}{2}\right)\right.$$

$$\left.\frac{3}{4}\left(\frac{\overline{u_2^3 u_3^2}}{\tilde{u}_2^3\tilde{u}_3^2} - \frac{\overline{u_2 u_3^2}}{\tilde{u}_2\tilde{u}_3^2}\right)\frac{\tilde{u}_3^2}{\tilde{u}_2^2} + \frac{3}{4}\left(1+\frac{D}{2}\right)^2\left(\frac{\overline{u_1^2 u_2^3}}{\tilde{u}_1^2\tilde{u}_2^3} - 2\frac{\overline{u_1 u_2^2}\ \overline{u_1 u_2}}{\tilde{u}_1^2\tilde{u}_2^3}\right)\frac{\tilde{u}_1^2}{\tilde{u}_2^2}\right]\frac{\tilde{u}_2^2}{U_1^2}$$

Soit, respectivement 10^{-3} et 0,11 pour $X_2/\delta = 0{,}1$. A titre de comparaison, les imperfections d'isolement sur e_{u_1} et e_{u_2} introduisent des incertitudes qui ne dépassent pas 7×10^{-3} pour un écoulement isotherme. En outre, l'erreur relative ε sur les moments d'ordre quatre, due au temps d'intégration utilisé ($\tau = 50$ sec.), peut être estimée au moyen de l'expression de LUMLEY et PANOFSKY 1964 :

$$\varepsilon^2 = \frac{64}{3}\cdot\frac{\mathcal{T}_4}{\tau}$$

pour laquelle $\mathcal{T}_4$ représente l'échelle de corrélation dans le temps de u_1^4. A $X_2/\delta = 0{,}27$, $\mathcal{T}_4$ estimée à partir des essais de FRENKIEL et KLEBANOFF 1973 est égale à 2×10^{-2} secondes et l'on a $\varepsilon = 4$ %.

4 - BILANS DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE ET AUTRES MESURES

L'équation traduisant le bilan local de l'énergie cinétique turbulente est rappelée au paragraphe VI.

.../...

Comme nous le verrons ci-après, le terme producteur peut être pris égal à $(-\overline{u_1 u_2})(\partial U_1/\partial X_2)$. Le gradient de la vitesse moyenne U_1 a alors fait l'objet de deux déterminations qui conduisent à des résultats concordants. L'une utilise les profils de vitesse $U_1(X_2)$, l'autre met en oeuvre une sonde de mesure à deux fils chauds droits de 5 μ parallèles et distants de 3,2 mm selon OX_2.

Pour la dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente, nous prenons en compte une partie de l'inhomogénéité et de l'anisotropie de la turbulence de couche limite en adoptant :

$$\varepsilon = 5\nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial X_1}\right)^2} + \frac{1}{2}\overline{\left(\frac{\partial u_2}{\partial X_1}\right)^2} + \frac{1}{2}\overline{\left(\frac{\partial u_3}{\partial X_1}\right)^2} \right]$$

L'hypothèse de Taylor : $\partial u_i/\partial X_1 = (1/U_1)(\partial u_i/\partial t)$ simplifie la mesure de ε. Près de la paroi (X_2/δ = 0,1 par exemple), l'incertitude relative due à cette hypothèse peut être estimée à $\overline{u_1^2}/U_1^2 + 2(\overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})/U_1^2$ (HESKESTAD 1965b) soit ici 4,5 %. Le module électronique, réalisant la dérivation dans le temps, a un gain constant à 3 db près, pour des fréquences comprises entre 4 Hz et 2,5 KHz.

La détermination du gradient $\partial \overline{q^2}/\partial X_1$, où $\overline{q^2}/2$ représente l'énergie cinétique turbulente d'une masse unité de fluide, s'effectue à partir des profils $\overline{q^2}(X_2)$ relevés dans les trois sections d'abscisses : $X_1 - 0,2$, X_1 et $X_1 + 0,2$ mètres.

De même que BRADSHAW 1965, la diffusion de l'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de vitesse est estimée en admettant que $\overline{u_3^2 u_2}$ diffère peu de $\overline{u_2^3}$. La diffusion,

.../...

par action des fluctuations de pression $\partial(\overline{pu_2}/\rho)/\partial X_2$ obtenue par différence des autres termes de l'équation, se trouve influencée par toutes les incertitudes de mesures.

On a vérifié que les termes ne figurant pas dans l'équation VI-3 sont bien négligeables. Les termes de production $(\overline{u_1^2}-\overline{u_2^2})(\partial U_1/\partial X_2)$ et $\overline{u_1 u_2}(\partial U_2/\partial X_1)$ sont respectivement 10^2 et 10^4 fois plus petits que $\overline{u_1 u_2}(\partial U_1/\partial X_2)$. Les diffusions dues à la composante longitudinale, u_1 , et à la composante transversale u_2 , sont dans un rapport voisin de 0,02.

La relation de définition :

$$L_{11}^{(2)} \equiv \int_0^\infty \frac{\overline{u_1(X_1, X_2, X_3, t).u_1(X_1, X_2+r, X_3, t)}}{\widetilde{u_1}(X_1, X_2, X_3).\widetilde{u_1}(X_1, X_2+r, X_3)} dr$$

permet le calcul des échelles intégrales transversales de longueur de la turbulence. Les microéchelles de Taylor $\lambda_{11}^{(2)}$ sont calculées à l'aide de la relation :

$$[\lambda_{11}^{(2)}]^2 = \frac{U_1^2.\overline{u_1^2}}{\overline{(\partial u_1/\partial t)^2}}$$

5 - FACTEUR ET FREQUENCE D'INTERMITTENCE DE LA FRONTIERE LIBRE

5.1. DEFINITIONS

Le phénomène d'intermittence existe parce que la frontière séparant la couche limite turbulente et l'écoulement extérieur est en mouvement et a une forme irrégulière. En conséquence, une sonde de mesure placée dans la région limitrophe n'est située que de façon intermittente dans l'un des deux écoulements. Les

.../...

études consacrées à ce type de problème assimilent la frontière à une surface dont chaque point a pour ordonnée $X_2^i(X_1, X_3, t)$ et introduisent une fonction intermittente $I(X_1, X_2, X_3, t)$ telle que

$$I(X_1, X_2, X_3, t) = \begin{cases} 1 & \text{point } M(X_1, X_2, X_3) \text{ dans l'écoulement de couche limite} \\ 0 & \text{point } M(X_1, X_2, X_3) \text{ dans l'écoulement extérieur.} \end{cases}$$

En admettant que $X_2^i(X_1, X_3, t)$ ne prend qu'une valeur, on peut écrire :

$$I(X_1, X_2, X_3, t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } X_2^i(X_1, X_3, t) \geq X_2 \\ 0 & \text{pour } X_2^i(X_1, X_3, t) < X_2 \end{cases}$$

Le facteur d'intermittence γ est la moyenne temporelle de $I(t)$, ce qui entraîne :

$$\gamma = \overline{I(X_1, X_2, X_3, t)} \quad \text{prob}[X_2^i(X_1, X_3, t) \geq X_2]$$

La fréquence d'intermittence correspond au nombre moyen des sauts entre 0 et 1, présentés par la fonction $I(t)$ durant une seconde.

5.2. CHOIX D'UN CRITERE

Pour la détermination expérimentale de $I(t)$ il convient de faire choix d'une grandeur de détection dont le caractère intermittent soit naturellement bien marqué. Lorsque la couche limite

.../...

turbulente évolue en présence d'un fluide extérieur non perturbé, l'intermittence a un caractère très typique et l'on constate une certaine diversité dans les procédés de discrimination. La composante

$$\omega_3 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_1}{\partial X_2} - \frac{\partial u_2}{\partial X_1}\right)$$

devrait être la variable qui conduit à la meilleure différenciation des deux écoulements (CORRSIN et KISTLER 1955). Aussi KOVASZNAY, KIBENS et BLACKWELDER 1970 adoptent-ils comme signal de détection $\partial u_1/\partial X_2 . \partial t \sim \partial \omega_3/\partial t$ mesuré à l'aide de deux fils chauds parallèles. Mais, étant donné l'encombrement relatif de la sonde, une majorité d'expérimentateurs préfère travailler sur les dérivées par rapport au temps des fluctuations de vitesse (BOLDMAN, NEUMANN et EHLERS 1970 dans une couche limite, WYGNANSKI et FIEDLER 1970 ou SUNYACH 1971 dans une zone de mélange, THOMAS 1973 dans un sillage...). ANTONIA 1972, observe pour une couche limite à $X_2/\delta \simeq 1$ que l'intensité des fluctuations de la tension de Reynolds dans l'écoulement turbulent est 164 fois plus grande que celle dans l'écoulement extérieur alors que le rapport n'est que de 10 pour la fluctuation u_1 , et adopte donc pour critère $(\partial u_1 u_2/\partial t)^2$. L'existence d'un contaminant passif dans la couche limite permet également la mesure de l'intermittence (FIEDLER et HEAD 1966 utilisent des particules de fumée et un traitement optique, SUNYACH 1971, BRANDT et BRADSHAW 1972, procèdent par marquage thermique).

Dans le cas où l'écoulement extérieur à la couche limite est lui-même turbulent, les méthodes de détection de la frontière libre construites sur des caractéristiques cinématiques apparaissent inadaptées. Nous avons procédé à un marquage thermique inactif de la couche limite et utilisé le signal de température pour la discrimination. L'identité des frontières des couches

.../...

limites cinématique et thermique a préalablement été vérifiée pour un écoulement extérieur non turbulent (§ 7). Le procédé basé sur une sélection des tensions de Reynolds n'a pas été retenu car, comme nous le verrons, il perd alors de sa sensibilité, et l'inhomogénéité spatiale de $u_1 u_2$ risque d'imposer pour les signaux de mesure des traitements plus délicats.

5.3. PRINCIPE DE MESURE

Les traitements effectués sur le signal de température sont ceux développés par SUNYACH 1971, auxquels nous avons apporté certaines adaptations. Deux critères de sélection complémentaires sont introduits afin de rendre plus souple la méthode de mesure. Le premier, dont le rôle est prépondérant, porte sur l'amplitude du signal de température Θ_+ . Le second relatif à l'amplitude de $(\partial\theta/\partial t)^2$, ne sert qu'à améliorer la détection des fronts et des dos des bouffées provenant de chaque écoulement. On a adopté pour fonction intermittente :

$$I(t) = S_{t_1,t_2}\left[(\Theta_+)^*, (\partial\theta/\partial t)^2 \right]$$

la fonction $S_{t_1,t_2}[a,b]$ étant telle que :

$S=1$ pour $a \geq t_1$ ou $b \geq t_2$ ou $a \geq t_1$ et $b \geq t_2$

$S=0$ pour $a < t_1$ et $b < t_2$

et $(\Theta_+)^* = \Theta_+ - Min(\Theta_+)$

De la sorte il est possible de conserver un réglage constant du seuil t_1 pour toute une exploration de la zone intermittente. On se trouve ainsi affranchi des problèmes introduits par l'évolution avec X_2 de la valeur minimale de Θ_+ . La méthode de

.../...

mesure gagne en reproductibilité ($\Delta\gamma < \pm 0{,}01$) et peut être appliquée d'une façon plus systématique. De plus, il apparait que l'existence de deux critères de sélection rend moins critique le réglage des seuils t_1 et t_2 (Fig. 9). Etant donné la petite valeur relative choisie pour t_1 le signal $\Theta + \ominus$ détecte sans lacune les bouffées turbulentes provenant de la couche limite. En effet, on vérifie sur des enregistrements du signal de température qu'à l'intérieur de telles bouffées $(\Theta + \ominus)^*$ reste toujours supérieur à t_1 . Il est ainsi possible de ne pas effectuer sur $\Theta + \ominus$ un lissage du même genre que celui utilisé dans la mesure de l'intermittence cinématique. Toutefois, cette méthode de mesure, basée sur l'analyse d'un signal de température, est confrontée au problème de la réponse en fréquence du fil chaud de $2\,\mu$ qui fonctionne comme un thermomètre. En effet, bien qu'une détermination directe de la bande passante ne soit guère possible, la fréquence de coupure à 3 db estimée à partir de la loi de KING reste inférieure à 200 Hz (SCHON 1974). L'inertie thermique du fil de $2\,\mu$ peut donc entraîner des imprécisions dans la détection du passage de la frontière. On constate tout particulièrement une traînée du signal $\Theta + \ominus$ pour l'arrière des bouffées les plus chaudes conduisant à une valeur trop grande du coefficient d'intermittence (SUNYACH 1971). Cependant, pour les essais effectués, l'influence de l'imparfaite réponse du fil chaud ne paraît pas entraîner des erreurs sur γ plus importantes que celles qui sont inhérentes au réglage des seuils. Dans le cas où l'écoulement extérieur n'est pas perturbé, il n'apparaît pas de différence significative entre le facteur d'intermittence cinématique et le facteur d'intermittence thermique.

5.4. APPAREILS DE MESURE

La figure 8 donne le schéma d'ensemble de la chaîne de traitement et indique les plans de deux des éléments constitutifs.

.../...

Le montage comprend essentiellement deux branches parallèles. La première est constituée par l'élément qui annule la valeur minimale de $\textcircled{H}+\theta$ puis par un comparateur analogique. La seconde comporte en série un dérivateur (bande passante à 3 db : 4 Hz 2,5 KHz), un quadrateur (§ 3) et un autre comparateur analogique. La fonction $I(t)$ est obtenue en sortie des éléments logiques (fonctions "ou") placés en fin de chaîne. Un compteur totalisateur d'impulsions (ROCHAR A 1439) donne la valeur de f_γ ou de γ, selon que l'on analyse $I(t)$ ou un signal à 100 KHz modulé par $I(t)$. On a adopté pour chaque comparateur une valeur de seuil comprise entre 5 % et 10 % de l'amplitude du signal d'entrée (Fig. 9). Nous avons choisi des temps d'intégration supérieurs à 50 secondes. La mesure de f_γ s'est avérée plus délicate que celle de γ et tributaire des tensions parasites du montage. Aussi les étages amplificateurs assurent-ils un filtrage pour des fréquences supérieures à 25 KHz.

6 - MOYENNES CONDITIONNELLES

$Q+q(t)$ étant une grandeur fluctuante, on définit sa moyenne conventionnelle par

$$\overline{Q+q(t)} \equiv Q = \lim_{t_0\to\infty} \frac{1}{t_0}\int_{t_1}^{t_1+t_0} [Q+q(t)]\,dt$$

De la même façon, les moyennes conditionnelles s'introduisent par les relations

$$\overline{Q+q(t)}^{\,i} \equiv Q^i = \lim_{t_0\to\infty} \frac{1}{\gamma t_0}\int_{t_1}^{t_1+t_0} I(t)[Q+q(t)]\,dt$$

$$\overline{Q+q(t)}^{\,e} \equiv Q^e = \lim_{t_0\to\infty} \frac{1}{(1-\gamma)t_0}\int_{t_1}^{t_1+t_0} [1-I(t)][Q+q(t)]\,dt$$

.../...

Q^i est égale à la valeur moyenne de $Q+q(t)$ déterminée à l'intérieur de la couche limite, c'est-à-dire dans les parties d'écoulement habituellement désignées comme des bouffées turbulentes pariétales, terminologie que nous conserverons. Q^e est égale à la valeur moyenne de $Q+q(t)$ déterminée dans l'écoulement extérieur. On vérifie que

$$Q = \gamma Q^i + (1-\gamma) Q^e$$

Les fluctuations locales sont définies par :

$$q^i(t) = \begin{cases} Q+q(t)-Q^i & \text{pour } I(t)=1 \\ 0 & \text{pour } I(t)=0 \end{cases}$$

$$q^e(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } I(t)=1 \\ Q+q(t)-Q^e & \text{pour } I(t)=0 \end{cases}$$

Dans notre cas $Q+q(t)$ représente soit la composante longitudinale de vitesse $U_1+u_1(t)$, soit la composante transversale $U_2+u_2(t)$. Les signaux proportionnels à Q^i et $q^i(t)$ ou à Q^e et $q^e(t)$ sont obtenus par un traitement analogique décrit sur la figure 10. On remarquera essentiellement l'existence d'une contre-réaction dans les montages électroniques, facilitant l'isolement de Q^i ou Q^e. Les problèmes de commutation des signaux sont réduits dans la mesure du possible, en ne traitant que des fluctuations à valeur moyenne nulle ou peu différente de zéro. Enfin, même pour la configuration la plus complète de la chaîne de traitement, il est possible d'éliminer les oscillations propres au montage analogique.

.../...

7 - CONDITIONS EXPERIMENTALES

7.1. CARACTERISTIQUES DE L'ECOULEMENT EXTERIEUR

La vitesse moyenne U_1^o extérieure à la couche limite est de 10 m/s. En général, la section de mesure se trouve située à 0,7 m en aval du bord d'attaque de la plaque plane. Dans ces conditions les nombres de Reynolds construits sur les épaisseurs de couches limites sont compris entre $2,6 \times 10^4$ et $3,6 \times 10^4$.

Trois écoulements turbulents ayant, à une valeur X_1 donnée, des échelles intégrales de longueur ($(L_{11}^{(2)})^o$ par exemple) peu différentes et des intensités distinctes sont générés par des grilles de turbulence de même maille carrée (5,6 cm). A $X_1 = 0,7$ m c'est-à-dire à environ 23 mailles en aval des grilles, $(L_{11}^{(2)})^o$ s'avère sensiblement égale à 1,6 cm, tandis que $\widetilde{u_1^o} / U_1^o$ varie de 1,8 à 4,7 % (Fig. 3).

Compte tenu des dimensions de la veine d'essais, il n'a pu être obtenu, pour une même valeur de $\widetilde{u_1^o} / U_1^o$, que deux écoulements turbulents extérieurs présentant des échelles intégrales de longueur distinctes. Par exemple pour $\widetilde{u_1^o} / U_1^o = 1,6\%$, $(L_{11}^{(2)})^o$ a pour valeur soit 0,6 soit 1,4 cm (Fig. 4).

Dans tous les cas, il n'a pas été détecté à la section de mesure d'anisotropie sensible des champs turbulents externes, ceci à la précision près de la mesure de $\overline{u_1 u_2}$ et en dépit de la relative proximité des grilles génératrices. La décroissance de $\widetilde{u_1^o} / U_1^o$ suit sensiblement une loi $(U_1^o / \widetilde{u_1^o})^2 \approx (X_1 - X_{10})^{1,25}$ peu différente de celle relevée par G. COMTE-BELLOT et S. CORRSIN 1966.

.../...

7.2. CARACTERISTIQUES DE LA COUCHE LIMITE

Le fil cylindrique installé au voisinage du bord d'attaque a deux rôles principaux : augmenter les épaisseurs des couches limites et fixer à une même valeur, (X_1 =-0,15 m) indépendante des conditions extérieures, les abscisses des origines fictives des couches limites. Ce fil ne peut être considéré à proprement parler comme un fil de transition étant donné la relative importance de son diamètre et puisque l'on observe l'existence d'une couche limite turbulente immédiatement en aval (5 mm) du bord d'attaque. On a vérifié que la présence du fil n'altérait pas, au niveau de la section de mesure et pour $X_2/\delta > 0,02$ les propriétés ayant fait l'objet de mesures. Lorsque la turbulence extérieure est de l'ordre de 0,3 % la couche limite présente les caractères d'un écoulement en équilibre pour $X_1 > 0,5$ m.

Pour ce qui est de la bi-dimensionnalité de la couche limite on constate dans la section de mesure qu'aux incertitudes de détermination près, les répartitions selon X_2 des intensités des fluctuations u_1 , u_2 et u_3 n'évoluent pas tant que X_3 reste compris entre - 15 et + 15 cm. Dans les mêmes conditions C_f varie au plus de $\pm$ 5 %. En revanche, on relève dans le plan médian de la soufflerie des valeurs de $\overline{u_1 u_3}$ qui sont de l'ordre du tiers de $\overline{u_1 u_2}$. En l'absence de perturbations extérieures ces résultats sont comparables à ceux de FAVRE, DUMAS, VEROLLET et COANTIC 1966. Il semble que ces niveaux de corrélations puissent provenir d'écoulements secondaires qui auraient leur origine en amont de la veine de mesure. En effet, $\overline{u_1 u_3}$ est apparu insensible à toutes les modifications apportées au niveau de la veine.

Le tableau suivant récapitule les configurations expérimentales adoptées.

.../...

Nature de la mesure	n° Fig.	$(H)_p - (H)_o$	Sondes	Traitement
Mesures globales C_f, δ	11,12,14 15,16	0	Tube de pres-ton 2 fils de 5μ //	non linéarisé -
Bilan de l'énergie cinétique turbulente	13,17à42 44 à 49 52, 53	0	2 fils de 5μ croisés en X	U_1 linéarisé
	43 50,51	0	2 fils de 5μ // et $\perp$ à U_1	non linéarisé
γ, f_γ	57 à 65	19°5	1 fil de 2μ	-
vitesse longitudinale échantillonnées	66 à 69	19°5	1 fil de 5μ + 1 fil de 2μ	U_1 linéarisé
gradients de vitesse échantillonnés	70	19°5	2 fils de 5μ en // + 1 fil de 2μ	non linéarisé et non compensé en température
autres grandeurs échantillonnées	71 à 83	19°5	2 fils de 5μ en X + 1 fil de 2μ	U_1 linéarisé

.../...

7.3. COUCHES LIMITES CINEMATIQUE ET THERMIQUE

La méthode de mesure que nous avons adoptée suppose que soient confondues, à chaque instant, les frontières libres des couches limites cinématique et thermique. Une telle hypothèse ne peut être aisément vérifiée que lorsque l'écoulement extérieur n'est pas perturbé. Dans ce cas, on a constaté, de même que DUMAS, FULACHIER et ARZOUMANIAN 1972, l'identité des facteurs d'intermittence cinématique et thermique.

Il n'est pas détecté d'action sensible de la convection thermique libre sur l'écoulement pour les écarts de température choisis entre plaque plane et écoulement extérieur. La longueur de Monin-Obukhov diffère peu de — 0,36 m alors que le domaine de validité de la loi logarithmique de vitesse s'étend au plus jusqu'à 0,02 m au-dessus de la paroi. D'après les résultats de WYNGAARD et COTE 1971, on peut estimer que l'altération de la production d'énergie cinétique turbulente $\overline{u_1 u_2}\, \partial U_1/\partial X_2$ par des termes dus au champ thermique, n'excède pas 2 %.

CHAPITRE IV

ECOULEMENT MOYEN

1 - EFFETS DE L'INTENSITE DE LA TURBULENCE EXTERIEURE

1.1. TAUX D'ACCROISSEMENT TRANSVERSAL DE LA COUCHE

Le taux d'accroissement transversal de la couche limite défini à l'aide de l'épaisseur conventionnelle δ , augmente avec l'intensité de la turbulence extérieure. Par exemple, le rapport $[(d\delta/dX)_{\widetilde{u_1}}]/[(d\delta/dX)_{\widetilde{u_1}\simeq 0}]_{(x_1)}$ qui, aux erreurs de mesure près, ne dépend pas de l'abscisse X_1 , vaut en moyenne 1,45 pour $\widetilde{u_1}/U_{1(x_1)}^{\circ}$ = 5 % (Fig. 11).

1.2. COEFFICIENT DE FROTTEMENT PARIETAL

Pour un nombre de Reynolds, $U_1^{\circ}\delta/\nu$, constant, le coefficient de frottement pariétal C_f croît avec $\widetilde{u_1}/U_1^{\circ}$. Ainsi quand l'intensité de la turbulence extérieure passe de 0,3 à 5 % C_f augmente de 23 % (Fig. 12), valeur en accord avec les mesures d'EVANS 1972 obtenues pour des conditions peu différentes. L'accroissement du coefficient C_f avec l'intensité de la turbulence extérieure s'observe également dans un jet pariétal. La zone de couche limite comprise entre la paroi et le point de vitesse maximale est en effet perturbée par la zone de jet libre ; on relève, à même nombre de Reynolds, un coefficient C_f plus grand que celui relatif à une couche limite non perturbée (ALCARAZ, GUILLERMET, MATHIEU 1968)[+].

[+] Les modifications que nous constatons sur C_f sont cohérentes avec les observations de KESTIN, MAEDER et WANG (1961). Ces auteurs étudient le transfert de chaleur entre une plaque plane et un écoulement turbulent et, en l'absence de gradient de pression ils ne décèlent pas d'évolution significative avec $\widetilde{u_1}/U_1^{\circ}$ du nombre de

.../...

1.3. PROFILS DE VITESSES MOYENNES

Dans une représentation faisant intervenir U_1/U_1^o et X_2/δ, on observe, pour une section droite d'abscisse X_1 donnée, et à même distance réduite X_2/δ, que U_1/U_1^o croît avec $\widetilde{u}_1^o/U_1^o$ (Fig. 13). De façon à préciser l'ordre de grandeur de cet effet, les profils expérimentaux de vitesse sont approchés par une loi de puissance du type $U_1/U_1^o = (X_2/\delta)^{1/m}$. On observe alors que l'exposant m, suit la loi empirique :

$$m = 6{,}5 + 34\,(\widetilde{u}_1^o/U_1^o)$$

dans le cas où la plaque de mesure est équipée du fil cylindrique au voisinage du bord d'attaque. En outre, soulignons que de toute façon, il ne peut y avoir équilibre des profils de vitesses moyennes en raison de la décroissance avec X_1 de l'intensité $\widetilde{u}_1^o/U_1^o$.

Les lois, en puissance $1/m$, représentatives des profils de vitesses moyennes ne traduisent guère les mécanismes physiques de la couche limite. Cependant elles permettent de vérifier si les mesures de vitesse, d'épaisseur de couche limite et de coefficient de frottement pariétal satisfont l'équation intégrale de quantité de mouvement :

$$\frac{d\delta_2}{dX_1} = \frac{C_f}{2} - \frac{C_f(\delta)}{2} + \frac{1}{U_1^{o2}}\int_0^{\delta} \frac{\partial(\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2})}{\partial X_1}\,dX_2 \qquad \text{IV 1}$$

Nusselt. Comme pour ces essais $\widetilde{u}_1^o/U_1^o$ varie en moyenne de 1 à 3,2 %, à l'aide de la figure 12 on peut prévoir un accroissement de 10 % pour C_f, qui, dans le cadre de l'analogie de Reynolds, devrait provoquer une augmentation du nombre de Nusselt de 5 %. Compte tenu des incertitudes de mesure affectant la mesure des flux de chaleur, on conçoit qu'une telle variation ne soit pas détectée par l'expérience. Les mêmes observations pourraient s'appliquer à un jet pariétal chaud (MATHIEU 1959).

.../...

relation dans laquelle $C_f(\delta)$ est égal à $-2\overline{u_1u_2}(\delta)/U_1^{o2}$

Nous constatons que le terme faisant intervenir les dérivées de $\overline{u_1^2}$ et $\overline{u_2^2}$ reste inférieur à 0,03 C_f . Si l'on calcule $d\delta_2/dX_1$ avec les valeurs empiriques de $d\delta/dX_1$ et de $m(X_1)$, l'égalité des deux membres de l'équation IV-1 est vérifiée à mieux de $\pm$ 7 %.

Près de la paroi ($X_2U_f/\nu<300$, $X_2/\delta \lesssim 0{,}20$) les vitesses suivent la loi logarithmique (Fig. 14) :

$$\frac{U_1}{U_f} = 4{,}9 + 5{,}8 \log \frac{X_2 U_f}{\nu}$$

Pour la gamme des intensités considérées, on n'observe pas de dépendance sensible de U_1/U_f avec $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$. En revanche, dès que X_2U_f/ν est supérieur à 300, la loi de sillage s'infléchit ; le phénomène est encore plus décelable si l'on utilise la forme déficitaire (Fig. 15).

$$\frac{U_1^o - U_1}{U_f} = f\left(\frac{X_2}{\delta}\right)$$

Une telle altération met en évidence que la vitesse de frottement n'est plus une vitesse caractéristique pour la zone externe de la couche limite quand il existe une turbulence extérieure. L'écart $U_1^o - U_1$ conditionné par l'état de cohérence dans toute la couche limite, dépend, outre de U_f , des propriétés de la turbulence extérieure et d'un phénomène de restructuration qui sera analysé par la suite (chapitre V). Si l'on ne prend en compte que le premier de ces facteurs, on obtient un assez bon regroupement des profils déficitaires en utilisant une vitesse caractéristique :

$$U_f = \alpha \widetilde{u_1^o} \quad \text{avec} \quad \alpha \approx 0{,}3$$

.../...

$\propto \widetilde{u_1^o}$ devant être proportionnel aux contraintes supplémentaires introduites par la turbulence extérieure (Fig. 16).

2 - EFFETS DE L'ECHELLE INTEGRALE DE LONGUEUR DE LA TURBULENCE EXTERIEURE

Aucune relation expérimentale précise n'a pu être discernée entre l'échelle intégrale de longueur de la turbulence extérieure et les caractéristiques globales de la couche limite, bien que trois séries de mesures différentes aient été effectuées (Fig. 4). Pour ces essais $(L_{11}^{(2)})^o/\delta$ est au plus égale à 1,2 et ses variations restent inférieures à 2. Néanmoins, il est possible de déceler sur les mesures, une très petite augmentation avec $(L_{11}^{(2)})^o/\delta$ du taux d'accroissement transversal de la couche limite.

On peut interpréter ce fait comme le résultat d'imparfaites conditions expérimentales dues aux décroissances des intensités des champs turbulents extérieurs. En effet, pour chaque série de mesure, le champ turbulent qui a la plus grande échelle de longueur est celui qui présente, en amont de la section d'essais, les plus petites intensités. Etant donnés les résultats du premier paragraphe, on conçoit que l'effet de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ risque de masquer celui de $(L_{11}^{(2)})^o$.

Aussi, dans toute la suite, l'effet de l'échelle $(L_{11}^{(2)})^o$ n'a pas été recherché sur les autres caractéristiques de l'écoulement pariétal, hormis sur la répartition transversale de $L_{11}^{(2)}$.

CHAPITRE V

MOMENTS STATISTIQUES DES FLUCTUATIONS DE VITESSE

Ce chapitre a essentiellement pour but de présenter des résultats globaux généralement mesurés dans la plupart des écoulements et utiles pour la mise au point de certaines méthodes de calcul. Il va sans dire que l'aspect ainsi retenu rend difficile les interprétations physiques plus profondes, lesquelles nécessitent des procédés d'échantillonnage qui seront décrits au chapitre VIII.

Pour la présentation des résultats nous utiliserons soit la vitesse extérieure U_1^o soit la vitesse de frottement U_f. Bien que cette dernière ne règle pas ici l'ensemble du phénomène elle a l'avantage de rester partiellement caractéristique de la région de paroi. De plus, pour les tensions de Reynolds, elle permet de définir des quantités sans dimension qui tendent vers 1 lorsqu'on se rapproche de la paroi.

1 - ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

Les profils de $\tilde{u}_1/U_1^o$, $\tilde{u}_2/U_1^o$, $\tilde{u}_3/U_1^o$, $\overline{q^2}/U_1^{o2}$ relatifs à la section X_1 = 0,70 m sont indiqués dans les figures 17 à 20. Dans la région extérieure de la couche les valeurs de l'énergie cinétique turbulente sont du même ordre de grandeur que celles de l'écoulement turbulent libre. Pour cette raison, entre autres, le rapport $\overline{q^2}/U_1^{o2}$ dépend fortement de la condition limite imposée au champ turbulent. Dans la région plus proche de la paroi, l'utilisation de U_f comme vitesse de référence améliore

.../...

quelque peu le regroupement des valeurs de $\overline{q^2}/U_f^2$ mesurées à différentes valeurs de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ (Fig. 20) (CHARNAY, COMTE-BELLOT et MATHIEU 1972 ; HUFFMAN, ZIMMERMAN et BENNETT 1972).

2 - TENSION DE REYNOLDS - RESTRUCTURATION DE LA TURBULENCE EXTERIEURE

Pour $X_2/\delta > 0{,}5$ on constate que les tensions de Reynolds $-\overline{u_1u_2}/U_f^2$ à même ordonnée réduite X_2/δ augmentent beaucoup avec le niveau de turbulence extérieur $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ (Fig. 21). Par exemple à $X_2/\delta = 0{,}8$, $-\overline{u_1u_2}/U_f^2$ qui est égal à 0,15 en l'absence de turbulence extérieure atteint 0,34 pour $\widetilde{u_1^o}/U_1^o = 4{,}7\%$. Pour $X_2/\delta < 0{,}5$, les profils de $-\overline{u_1u_2}/U_f^2$ ont tendance à se regrouper.

Bien que n'examinant ici les choses que d'un point de vue très global, nous sommes amenés d'ores et déjà à un certain nombre d'explications sur le phénomène de restructuration de la turbulence par un champ de vitesse moyenne. Certes, les modèles sur lesquels nous allons nous appuyer diffèrent de plus d'un point de vue du cas présentement étudié mais ils éclaireront cependant ces résultats. On peut montrer de différentes manières (LUMLEY 1970, MATHIEU 1971) l'action cumulative des gradients de vitesse moyenne sur les corrélations $\overline{u_1u_2}$. Le travail de CRAYA (1958) a pu servir de point de départ à la compréhension de ce mécanisme. Quant aux expériences de ROSE 1966, de CHAMPAGNE, HARRIS et CORRSIN 1970 et de HARRIS 1974, elles montrent qu'un champ turbulent initialement isotrope et soumis à des gradients constants de vitesse moyenne devient anisotrope. Ce mécanisme organisateur a été saisi, en l'absence de corrélations triples, par COURSEAU et LOISEAU 1972 qui donnent l'évolution du rapport $-\overline{u_1u_2}/\widetilde{u_1}\widetilde{u_2}$ en fonction

.../...

de $S t$, S étant le gradient $\partial U_1/\partial X_2$. Etant donnée la dimension des structures turbulentes concernées, le rôle de la viscosité apparaît évidemment comme discret. Les valeurs obtenues avec ces hypothèses sont supérieures à celles qui sont fournies par les expériences de CHAMPAGNE et alii 1970 du fait évidemment de l'approximation considérée (Fig. 25). Sans entrer plus dans le détail du phénomène on a ainsi les éléments pour en saisir l'essentiel. Si l'on ne retient en effet que l'action cumulative de la déformation définie sur le champ moyen on peut suivre le long d'une ligne de courant comment s'opère sur la courbe (b) de la figure 25 la restructuration de la turbulence extérieure primitivement isotrope. Par exemple, pour $\tilde{u}_1/U_1^\circ = 4{,}7$ % on a porté sur la figure 22 les valeurs de $-\overline{u_1 u_2}/\tilde{u}_1 \tilde{u}_2$ ainsi calculées. Des écarts sensibles apparaissent tant dans la région extérieure que dans la région intérieure de la couche. Nous essayerons de grouper en deux catégories les raisons de ces écarts.

Les premiers sont inhérents à la méthode de mesure qui est ici globale. Les fluctuations de vitesse détectées par le fil tiennent compte du champ turbulent extérieur. En particulier, dans la zone intermittente qui s'élargit d'ailleurs considérablement en fonction du niveau de turbulence extérieure (cf. Chapitre VII), les fluctuations de vitesse détectée par le fil comprennent à la fois celles du champ extérieur, celles du champ intérieur et les possibles sauts de vitesse moyenne du passage des bouffées.

Les secondes proviennent de la simplicité du modèle retenu. Dans le champ turbulent homogène, la seule variable sans dimension, influant sur la restructuration, est $S t$, les effets visqueux ayant été négligés seule alors est disponible une échelle de temps. La présence d'une instationnarité du gradient appliqué

.../...

ne modifierait guère ces conclusions. En revanche, l'hétérogénéité du champ qui existe tout spécialement dans les écoulements turbulents de paroi fait apparaître une échelle de longueur et exige l'introduction d'autres paramètres. L'existence d'une frontière libre poreuse, dont le mouvement est aléatoire, met en jeu un champ turbulent hétérogène à conditions aux limites variables. La présence d'une turbulence extérieure au niveau de cette frontière complique encore la situation.

Les distributions transversales de $-\overline{u_1 u_2}/U_1^{o2}$ et $-\overline{u_1 u_2}/\overline{q^2}$ sont données à titre indicatif sur les figures 23 et 24.

3 - MOMENTS STATISTIQUES D'ORDRE TROIS ET QUATRE

D'une façon semblable aux résultats globaux déjà acquis dans les régions intermittentes d'écoulements à frontières libres (par exemple KLEBANOFF 1955 pour les couches limites, TOWNSEND 1948 pour les sillages, HESKESTAD 1965 pour les jets, WYGNANSKI et FIEDLER 1970 pour les zones de mélange), on vérifie (Fig. 26 et 31), pour une intensité de turbulence extérieure fixée, que $|S_{u_1}|$ et T_{u_1} augmentent dans la zone du bord libre de la couche limite. La répartition transversale de S_{u_1} diffère peu de celle donnée par DUMAS, FULACHIER et ARZOUMANIAN 1972.

L'effet de la turbulence extérieure se manifeste par une diminution des coefficients $|S_{u_1}|$ et T_{u_1}, particulièrement sensible lorsque X_2/δ est compris entre 0,6 et 1,3.

Les coefficients $\overline{u_1^2 u_2}/\widetilde{u_1}^2\widetilde{u_2}$, $\overline{u_2^2 u_1}/\widetilde{u_2}^2\widetilde{u_1}$ $\overline{u_3^2 u_1}/\widetilde{u_3}^2\widetilde{u_1}$, S_{u_2}, T_{u_2}, (Fig. 28, 29, 30, 27, 32) ont un comportement analogue à celui de S_{u_1} et T_{u_1} mettant en évidence

.../...

de grands écarts entre les lois de densité de probabilité des fluctuations de vitesse pour $X_2/\delta > 0{,}5$ et la loi gaussienne.

4 - EFFET DE L'INTERMITTENCE SUR LES COEFFICIENTS DE DISSYMETRIE ET D'APLATISSEMENT DE VITESSES

Le choix d'un schéma très simple applicable à l'écoulement intermittent de la couche limite permet de déterminer quels paramètres agissent sur Su_1 et Tu_1 par exemple. Avec CORRSIN et KISTLER 1955, on admet pour la fluctuation longitudinale de vitesse, à X_2/δ donnée, la décomposition suivante :

$$u_1(t) = [1 - I(t)][U_1^e + u_1^e(t)] + I(t)[U_1^i + u_1^i(t)] - (1-\gamma)U_1^e - \gamma U_1^i$$

où $$U_1 = (1-\gamma)U_1^e + \gamma U_1^i$$

$$\overline{I(t)} = \gamma \quad , \quad \overline{u_1} = \overline{u_1^i} = \overline{u_1^e} = 0$$

$I(t)$ est la fonction intermittence, U_1^i et U_1^e les vitesses moyennes locales déterminées respectivement dans l'écoulement de paroi et dans l'écoulement extérieur, et u_1^i et u_1^e les fluctuations locales de vitesses comptées à partir de U_1^i et U_1^e. Supposons les grandeurs aléatoires I , u_1^i , u_1^e stationnaires et indépendantes, ainsi que u_1^i , u_1^e gaussiennes, bien qu' entre autres, cette dernière hypothèse ne soit pas assurée. En considérant u_1 comme la somme de deux variables :

$$[1 - I]u_1^e - \gamma[U_1^i - U_1^e] \text{ et } I[u_1^i + U_1^i - U_1^e]$$

on a la densité de probabilité [+] :

[+] DUHAMEL et PY 1972 donnent une forme plus particulière du fait qu'ils adoptent la relation suivante :

$$u_1 = u_1^e + I(U_1^i - U_1^e + u_1^i) - \overline{I u_1^i} - \gamma(U_1^i - U_1^e)$$

$$p(u_1) = \frac{1-\gamma}{\sqrt{2\pi}\,(\overline{u_1^{e2}}^{e})^{1/2}} \cdot \exp \frac{-[u_1+\gamma(U_1^i-U_1^e)]^2}{2\,\overline{u_1^{e2}}^{e}}$$

$$+ \frac{\gamma}{\sqrt{2\pi}\,(\overline{u_1^{i2}}^{i})^{1/2}} \cdot \exp \frac{-[u_1-(1-\gamma)(U_1^i-U_1^e)]^2}{2\,\overline{u_1^{i2}}^{i}}$$

qui permet le calcul des coefficients S_{u_1} et T_{u_1} :

$$S_{u_1} = -\frac{\gamma(1-\gamma)\,a\,[(1-2\gamma)a^2+3(\overline{u_1^{i2}}^{i}-\overline{u_1^{e2}}^{e})]}{[\gamma\,\overline{u_1^{i2}}^{i}+(1-\gamma)\overline{u_1^{e2}}^{e}+\gamma(1-\gamma)a^2]^{3/2}}$$

$$T_{u_1} \quad \frac{\gamma(1-\gamma)a^2[(3\gamma^2-3\gamma+1)a^2+6(1-\gamma)\overline{u_1^{i2}}^{i}+6\gamma\,\overline{u_1^{e2}}^{e}]}{[\gamma\,\overline{u_1^{i2}}^{i}+(1-\gamma)\overline{u_1^{e2}}^{e}+\gamma(1-\gamma)a^2]^2}$$

$$+ \frac{3\gamma(\overline{u_1^{i2}}^{i})^2+3(1-\gamma)(\overline{u_1^{e2}}^{e})^2}{[\gamma\,\overline{u_1^{i2}}^{i}+(1-\gamma)\,\overline{u_1^{e2}}^{e}+\gamma(1-\gamma)a^2]^2}$$

a étant égal à $U_1^e - U_1^i$

L'introduction des valeurs expérimentales γ, U_1^e, U_1^i, $\overline{(u_1^i)^2}^{i}$, $\overline{(u_1^e)^2}^{e}$ (chapitres VII et VIII) conduit à des coefficients S_{u_1} et T_{u_1} dont les évolutions sont en accord avec celles qu'on observe expérimentalement (Fig. 26, 31). Les écarts existant entre l'expérience et les valeurs données par la formule peuvent provenir du caractère non exactement gaussien de u_1^i et u_1^e (cf. chapitre VIII).

A une même valeur de X_2/δ , lorsque l'intensitée extérieure croît, les modifications consécutives des paramètres γ, $U_1^e - U_1^i$ et $\overline{u_1^{i2}}^{i} - \overline{u_1^{e2}}^{e}$ provoquent des variations de $|S_{u_1}|$ et de T_{u_1} qui ont des ordres de grandeur respectivement égaux en moyenne à 1,4 et 8 . La décroissance de $|S_{u_1}|$ et T_{u_1} observée lorsque

.../...

$\widetilde{u_1^o} / U_1^o$ augmente, paraît donc liée dans une large proportion, à la diminution de l'écart $([\overline{u_1^{i2}}]^{\frac{1}{2}} - [\overline{u_1^{e2}}]^{\frac{1}{2}}) / U_1^o$ des intensités des fluctuations de vitesses à l'intérieur et à l'extérieur des bouffées liées à la couche limite, tandis que le rôle du facteur d'intermittence semble en fin de compte plus discret.

CHAPITRE VI

BILANS LOCAUX DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

1 - EQUATIONS

Pour un fluide incompressible animé d'un mouvement permanent en moyenne, l'équation locale de conservation de l'énergie cinétique turbulente a pour expression :

$$U_j \frac{\partial \overline{u_i^2/2}}{\partial X_j} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial X_j}\left(\frac{\overline{u_i^2 u_j}}{2}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p u_i}}{\partial X_i} + \nu \overline{u_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial X_j^2}} \qquad \text{VI 1}$$

(les sommations portent sur les deux indices i et j). Pour faire apparaître la dissipation on met le dernier terme sous la forme :

$$\nu \overline{u_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial X_j^2}} = \nu \frac{\partial^2}{\partial X_j^2}\left(\frac{\overline{u_i^2}}{2}\right) - \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j}\right)^2} \qquad \text{VI 2}$$

Si l'on néglige les termes de transfert de l'énergie cinétique turbulente par viscosité moléculaire $\nu \partial^2 \overline{u_i^2}/2 \partial X_j^2$ et si l'on applique les approximations propres aux couches limites, l'équation VI-1 devient :

$$\underbrace{\left[U_1 \frac{\partial}{\partial X_1} + U_2 \frac{\partial}{\partial X_2}\right] \frac{\overline{q^2}}{2}}_{C} + \underbrace{\overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial X_2}}_{P} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial X_2}\left(\frac{\overline{q^2 u_2}}{2}\right)}_{D_u} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial X_2}\left(\frac{\overline{p u_2}}{\rho}\right)}_{D_p} + \underbrace{\nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial X_j}\right)^2}}_{\varepsilon} = 0 \qquad \text{VI 3}$$

où les différents termes P , ε , C , D_u , D_p représentent respectivement, la production d'énergie cinétique turbulente à

.../...

partir de l'écoulement moyen, la dissipation en chaleur, la convection par la vitesse moyenne, la diffusion par les fluctuations transversales de vitesse et les interactions fluctuations de pression-fluctuations de vitesse. Cette interprétation des différents termes de l'équation VI-3 est classique ; elle a été choisie car elle permet de comparer aisément les résultats des différentes études.

L'équation régissant la tension de Reynolds s'écrit avec les mêmes hypothèses :

$$\underbrace{\left[U_1\frac{\partial}{\partial X_1}+U_2\frac{\partial}{\partial X_2}\right]\overline{u_1u_2}}_{C'}+\underbrace{\overline{u_2^2}\frac{\partial U_1}{\partial X_2}}_{P'}+\underbrace{\frac{\partial}{\partial X_2}(\overline{u_1u_2^2})}_{Du}+\frac{\partial}{\partial X_2}\left(\frac{\overline{pu_1}}{\rho}\right)-\frac{\overline{p}}{\rho}\left(\frac{\partial u_1}{\partial X_2}+\frac{\partial u_2}{\partial X_1}\right)=0 \qquad \text{VI 4}$$

Cette décomposition adoptée pour les termes contenant la pression a l'avantage de mettre en vue, par le dernier terme, l'aspect purement local du problème, lequel est ici une interaction entre la pression et les déformations.

2 - LES TERMES DU BILAN DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

La figure 33 montre que la répartition transversale de la production turbulente est relativement insensible à l'intensité de la turbulence extérieure. Quand celle-ci varie, il s'établit donc une sorte de compensation entre l'augmentation de $-\overline{u_1u_2}$ et la diminution de $\partial U_1/\partial X_2$.

Au contraire la turbulence extérieure accroît notablement la dissipation à travers toute la couche limite ($X_2/\delta > 0{,}1$, Fig. 34). Près de la paroi, l'épaisseur de la zone, où la production est supérieure en module à la dissipation, diminue lorsque l'intensité extérieure augmente ; elle passe ainsi de $0{,}45\delta$ à $0{,}24\delta$ pour

.../...

variant de 0,3 à 4,7 %. Si l'on tient compte de certains termes encore accessibles à l'expérience (III, 4) et susceptibles de traduire en partie le rôle de l'anisotropie sur la dissipation, on s'aperçoit que la valeur de ε ainsi calculée diffère de 25 % de celle qui serait obtenue en supposant l'isotropie locale. Les rapports $\overline{(\partial u_2/\partial X_2)^2}/\overline{(\partial u_1/\partial X_1)^2}$ et $\overline{(\partial u_3/\partial X_1)^2}/\overline{(\partial u_1/\partial X_1)^2}$ qui devraient être égaux à 2 dans le cas isotrope, sont ici de l'ordre de 1,5. Les trop petites valeurs des nombres de Reynolds turbulents ($\tilde{u}_1 \lambda_{11}^{(2)}/\nu < 150$) doivent être, dans ce cas, mises en cause. La figure 43 montre les répartitions transversales de .

Le terme de convection longitudinale est environ dix fois plus grand que le terme de convection transversale lorsque X_2/δ 0,7 (Fig. 38 et 39). Disons, à titre de comparaison, que ce rapport est égal à 3 dans un jet rond (WYGNANSKI et FIEDLER 1969). Il s'agit-là d'un des rares cas où ces deux convections ont été comparées. C'est la raison pour laquelle nous rapportons cette valeur. On observe, par ailleurs (Fig. 35), que la modification de la convection de l'énergie cinétique turbulente dans l'écoulement extérieur se répercute quasi-uniformément à travers toute l'épaisseur de couche limite.

Aux erreurs de mesures près, le terme de diffusion D_p semble être de l'ordre de la moitié du terme D_u (Fig. 40 et 41). Cette observation corrobore les mesures de WYGNANSKI et FIEDLER 1969 mais infirme les résultats de BRADSHAW 1967. De plus, dans les modèles actuellement développés par LUMLEY la présence de telles corrélations apparaît indispensable. Malgré le manque d'informations au niveau de la paroi, on vérifie que l'intégrale $\int_0^\infty (D_u + D_p)\, dX_2$ est approximativement nulle. Jusqu'à

X_2/δ = 0,8 la somme $D_u + D_p$ évolue peu lorsque $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ augmente ; au-delà, elle croît en module et s'étend très nettement vers l'extérieur de la couche (Fig. 36). Le flux transversal de diffusion par les vitesses est indiqué figure 42.

De façon à faciliter les comparaisons, on a donné (Fig. 37) les bilans relatifs à l'équation de l'énergie cinétique turbulente pour deux niveaux de turbulence extérieure ($\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ = 0,3 et 3,9 %). On constate que, à $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ croissant :

- la zone pariétale de turbulence en équilibre (TOWNSEND 1961) tend à se réduire, les termes de transfert jouant un rôle dans des régions de plus en plus proches de la paroi,

- dans la zone externe, c'est la convection qui contribue le plus à accélérer les processus d'échanges transversaux.

3 - GRANDEURS DEDUITES DU BILAN DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE : ECHELLES CARACTERISTIQUES - TERMES DU BILAN DE LA TENSION DE REYNOLDS

3.1. ECHELLES CARACTERISTIQUES

A titre d'information, la longueur de mélange ℓ , et le coefficient de viscosité turbulente ε_M sont représentées sur les figures 44 et 45. Lorsque X_2/δ est supérieur à 0,2 on observe évidemment que les répartitions transversales de la longueur de mélange dépendent fortement de l'intensité de la turbulence extérieure.

.../...

La figure 46 montre les répartitions transversales de l'échelle $\lambda_{11}^{(2)}$ de Taylor qui permet de calculer le nombre de Reynolds turbulent (Fig. 47) dont l'intérêt est d'être proportionnel au rapport des échelles de temps associées respectivement aux structures porteuses d'énergie et aux structures dissipatives.

Les échelles de Kolmogorov η et v, représentées sur les figures 48 et 49, sont peu influencées par $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ lorsque $X_2/\delta < 0{,}5$, en raison du regroupement des intensités $\widetilde{u_1}/U_1^o$.

Nous indiquons également les distributions de l'échelle intégrale de longueur $L_{11}^{(2)}$ mesurée directement à partir des corrélations $\overline{u_1(X_2,t).u_1(X_2+r,t)}$. Les essais qui sont conduits avec une échelle extérieure $(L_{11}^{(2)})^o$ variable (Fig. 50) montrent que, dans la couche limite, $L_{11}^{(2)}$ est plus liée à l'échelle présente dans l'écoulement libre qu'à l'épaisseur de la couche limite. La figure 51 donne les répartitions de $L_{11}^{(2)}$ pour différentes valeurs de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ et sensiblement à même $(L_{11}^{(2)})^o$.

3.2. TERMES DU BILAN DE LA TENSION DE REYNOLDS

Comme la turbulence extérieure est sensiblement isotrope, on conçoit que les bilans de la tension de Reynolds $-\rho\overline{u_1u_2}$ soient moins affectés par $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ que ceux de l'énergie cinétique turbulente. Les mesures font apparaître que le terme P', caractérisant la production de $\overline{u_1u_2}$, augmente avec $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ quand les valeurs X_2/δ sont supérieures à 0,50 (Fig. 52). La convection longitudinale de $\overline{u_1u_2}$, dont le module est au moins dix fois plus grand que celui de la convection transversale, représente convenablement le terme C' de l'équation VI-4. Dans

.../...

la région externe de la couche limite, pour X_2/δ donné, $|C'|$ croît avec $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ (Fig. 53). Ce résultat n'est que peu influencé par la décroissance de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ avec X_1, car celle-ci introduit une convection quatre fois plus petite et de signe contraire. L'augmentation de la convection $|C'|$ avec $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ est donc à prendre en considération dans le phénomène de restructuration de la turbulence extérieure dont nous avons parlé au chapitre V.

4 - DIRECTION DE LA DIFFUSION DE L'ENERGIE CINETIQUE TURBULENTE

La direction dans laquelle la diffusion de l'énergie cinétique turbulente s'effectue est définie par l'angle vérifiant la relation suivante :

$$tg\,\alpha_D = \frac{\overline{u_2 q^2}}{\overline{u_1 q^2}}$$

Sur la figure 54, on constate que α_D reste pratiquement constant à travers toute la couche limite et ne dépend pas de l'intensité $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$.

Il peut être instructif de comparer α_D aux angles α_P et α_M que forment respectivement, avec l'axe OX_1, la plus grande des deux contraintes principales du tenseur de Reynolds et la contrainte qui présente la plus grande composante de cisaillement. α_P et α_M sont tels que

$$tg\,2\alpha_P = \frac{2\overline{u_1 u_2}}{\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}} \quad ; \quad \alpha_M = \alpha_P + 45° + Arctg \frac{2\sqrt{\left(\frac{\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}}{2}\right)^2 + (\overline{u_1 u_2})^2}}{\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2}}$$

Sur toute l'épaisseur de la couche limite les angles α_D et α_P de diffusion de l'énergie cinétique turbulente et de l'axe principal

.../...

du tenseur de Reynolds, sans être absolument identiques, sont presque égaux (α_D =-30° , α_P = -20°) (Fig. 55, 56).

Donc ces observations indiquent que la diffusion turbulente de l'énergie cinétique s'effectue sensiblement dans la direction où le champ ne présente pas de tension de cisaillement. Un tel fait paraît plausible, étant donné le caractère scalaire de l'énergie cinétique turbulente q^2 trace du tenseur de Reynolds et le caractère tensoriel de $u_i u_j$. Cette constatation doit être rapprochée de la liaison entre la variance θ^2 de la température et q^2 proposée par KOVASZNAY, UBEROI et CORRSIN 1949 et CORRSIN 1950. Certaines analyses spectrales récentes faites par FULACHIER 1972 tendent également à créditer une telle idée. Les essais de SCHON 1974 conduits dans une couche limite chauffée semblent confirmer ces conclusions, il est intéressant de noter que si le chauffage de la paroi croît suffisamment, jusqu'à déstabiliser la couche, donnant ainsi un caractère moteur au phénomène thermique, la concordance entre α_P et $Arctg(\overline{u_2\theta^2}/\overline{u_1\theta^2})$ tend à s'atténuer.

CHAPITRE VII

INTERMITTENCE DE LA FRONTIERE LIBRE

1 - FACTEUR D'INTERMITTENCE

Il est bien connu que la position instantanée X_2^i de la frontière libre d'un écoulement turbulent isotherme suit une loi de probabilité sensiblement gaussienne et que, corrélativement, la répartition transversale du facteur d'intermittence γ peut être convenablement approchée par une fonction erreur (CORRSIN et KISTLER 1955). Pour l'essentiel, cette observation est confirmée dans la plupart des écoulements habituels : couche limite (par exemple KLEBANOFF 1955), sillage (TOWNSEND 1956, THOMAS 1973, BRAGG et SESHAGIRI 1973...), jet plan (HESKESTAD 1965, SUNYACH, BAUMONT et MATHIEU 1970...), jet rond (WYGNANSKI et FIEDLER 1969...), zone de mélange plane (SUNYACH et MATHIEU 1969), et zone de mélange courbe (SNYDER et MARGOLIS 1967).

Les répartitions, que nous relevons pour γ (Fig. 57), sont également bien représentées dans la région $0,3 \leqslant X_2/\delta \leqslant 1,2$, par la fonction :

$$\gamma(X_2) = \frac{1}{2}\left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{X_2 - \overline{X_2^i}}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right] \quad ; \quad \operatorname{erf} X = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X e^{-\eta^2} d\eta$$

$\overline{X_2^i}$ est l'ordonnée de la position moyenne de l'interface séparant la couche limite et l'écoulement extérieur et $\sigma \equiv \left[\overline{(X_2^i - \overline{X_2^i})^2}\right]^{1/2}$ est l'écart type de X_2^i .

.../...

L'effet de la turbulence extérieure se traduit essentiellement par une augmentation de la profondeur relative σ/δ des échancrures de l'interface (Fig. 57). La valeur de $\overline{X_2^i}/\delta$ semble peu affectée par $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$. Au cours des quelques essais préliminaires effectués sans fil au bord d'attaque, et donc à des nombres de Reynolds plus petits, on a cependant observé que $\overline{X_2^i}/\delta$ décroît un peu quand $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ augmente (CHARNAY, COMTE-BELLOT et MATHIEU 1972 b).

Le sens des variations de $[\overline{(X_2^i - \overline{X_2^i})^2}]^{1/2}/\delta$ avec le paramètre de forme H est le même que celui qu'on observe pour des couches limites soumises à des gradients de pression (FIEDLER et HEAD 1966, BLACKWELDER 1970). Une telle analogie n'élimine évidemment pas une certaine spécificité des mécanismes agissant sur l'intermittence. Elle peut cependant être retenue dans le cadre de tentatives globales visant à lier les profils de $\gamma(X_2)$ aux caractéristiques moyennes de la couche limite.

2 - FREQUENCE D'INTERMITTENCE

Les résultats sont présentés sur la figure 58. A X_2/δ fixé, la turbulence extérieure augmente notablement la fréquence réduite $f_\gamma \delta / U_1^o$. Si l'on tient compte de la variation de δ avec $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$, un accroissement de la fréquence absolue f_γ avec $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ est cependant encore observable.

Pour une valeur donnée de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$, on constate que f_γ est approximativement distribuée selon la direction transversale suivant une loi de Gauss, dont la valeur moyenne et la variance diffèrent peu de celles déterminées pour γ (Fig. 58).

.../...

La signification physique de cette coïncidence n'est cependant pas évidente. THOMAS 1973 démontre analytiquement que l'hypothèse, consistant à prendre même valeur moyenne et même variance à la fois pour γ et f_γ , entraîne l'indépendance statistique de la position instantanée et du module de la pente de l'interface, mais cette situation est peu réaliste.

3 - LONGUEUR DES BOUFFEES

La longueur moyenne L_γ des bouffées de la couche limite peut être approximativement déduite des mesures de γ et f_γ , à condition de prendre la vitesse de convection de l'interface, égale à la vitesse extérieure U_1° . Selon KOVASZNAY, KIBENS, BLACKWELDER 1970, la relation :

$$L_\gamma = \frac{\gamma U_1^\circ}{f_\gamma}$$

devrait conduire à des valeurs approchées à mieux de $\pm$ 7 %.

Dans la zone où $X_2/\delta < 1{,}2$, on observe une décroissance de L_γ/δ quand $\tilde{u}_1/U_1^\circ$ augmente, tandis que le sens de variation inverse se produit pour $X_2/\delta > 1{,}2$ (Fig. 59). Ce dernier phénomène accompagne peut-être un basculement plus marqué des bouffées de la zone frontière en relation avec un accroissement relatif de la vitesse dans cette zone.

Pour ces essais, l'échelle intégrale de longueur $(L_{11}^{(1)})^\circ$ est environ égale à la moitié de l'épaisseur de la couche limite. Mais il est évident que pour mieux cerner les phénomènes possibles, il serait nécessaire de faire varier $(L_{11}^{(1)})^\circ$.

.../...

4 - EVOLUTION LONGITUDINALE DE L'INTERMITTENCE

L'idée d'un équilibre local concernant toutes les populations de tourbillons ne peut être évidemment retenue, puisque les plus gros d'entre eux déterminent précisément l'évolution des échelles de l'écoulement. On a vu par le jeu de certaines compensations au niveau des vitesses moyennes, que ce phénomène peut être masqué. Dans le cas de l'intermittence liée aux grosses structures de l'écoulement, l'aspect hors d'équilibre apparaît clairement dés l'instant où l'évolution du phénomène est relativement rapide. On a pu ainsi le mettre en évidence dans des jets de différentes natures (SUNYACH, BAUMONT et MATHIEU 1970). Pour les couches limites, la diffusion globale étant plus restreinte, ce phénomène, s'il existe, est difficile à mettre en évidence dans les expériences.

Dans le cas d'une couche limite perturbée par une turbulence extérieure, les mesures ne montrent pas de changement fondamental des caractéristiques propres à la frontière libre. Les évolutions apparentes observées sur les figures 60 à 65 sont essentiellement dues à la croissance de δ avec X_1 . Il est vrai que, d'une part, l'exiguité longitudinale du dispositif d'essais ($0{,}2 < X_1 < 1{,}27$ m) et d'autre part la décroissance de la turbulence extérieure rendent ce type de conclusion difficile.

CHAPITRE VIII

MESURES ECHANTILLONNEES

Ce chapitre présente des résultats de mesures échantillonnées sous forme de moyennes conditionnelles. Seule la région de l'écoulement balayée par la frontière séparant la couche limite et l'écoulement extérieur est étudiée. Pour chaque signal de mesure représentatif d'une grandeur à analyser on distingue deux types d'évènements qui se succèdent ; la sonde se trouve alternativement dans la couche limite et dans l'écoulement extérieur. L'échantilonnage correspondra donc ici à une sélection des informations à l'intérieur et à l'extérieur des bouffées.

1 - VITESSES MOYENNES

En l'absence de perturbations dans l'écoulement extérieur, les résultats obtenus pour les moyennes conditionnelles des composantes de la vitesse sont en bon accord avec ceux de KOVASZNAY, BLACKWELDER et KIBENS 1970. La composante longitudinale U_1^i dans les bouffées de la couche limite est plus petite que celle U_1^e dans l'écoulement extérieur (Fig. 66). Cette constatation est inversée quand on considère la composante transversale de vitesse puisque U_2^i apparaît supérieure à U_2^e (Fig. 67).

A même valeur de X_2/δ , l'augmentation de l'intensité de la turbulence extérieure produit un accroissement des modules des écarts $U_1^e - U_1$, $U_2^e - U_2$ et $U_2^i - U_2$ qui provoque également celui de $U_1^e - U_1^i$ (Fig. 68), et celui de $U_2^i - U_2^e$ (Fig. 69). Le comportement particulier de $U_1^e - U_1^i$ pour $X_2/\delta >$ 0,8 pourrait être la conséquence d'incertitude de mesure ; en effet

.../...

les mesures échantillonnées de vitesse moyenne sont plus délicates que celles des moments des fluctuations de vitesse, du fait des dérives résiduelles de la chaîne de traitement.

Les résultats précédents montrent essentiellement une augmentation, avec l'intensité de la turbulence extérieure, des instabilités de l'écoulement moyen au voisinage de la frontière libre de la couche limite. L'accroissement des écarts de vitesses moyennes mesurées dans la couche limite et dans l'écoulement extérieur (Fig. 68, 69) doit être rapproché de l'accroissement de la profondeur des échancrures de la frontière et de la décroissance de la longueur des bouffées (chapitre VII). Par ailleurs, les mesures de vitesses moyennes échantillonnées, compte tenu de leur caractère encore global, ne permettent guère de préciser le mécanisme de formation des bouffées déjà proposé par KOVASZNAY et alii 1970. Par exemple, on ne peut pas indiquer précisément dans quelle région à l'intérieur de la couche limite ces bouffées prennent naissance. Néanmoins, il ne semble pas que la position de cette région évolue considérablement lorsque $\widetilde{U_1}/U_1^\circ$ augmente, car si l'écart $U_1 - U_1^\circ$ diminue on constate qu'il en est de même pour la différence $U_1(X_2/\delta) - U_1(X_2'/\delta)$, $(X_2' < X_2)$ (Fig. 16).

La figure 70 montre les gradients de vitesse moyenne échantillonnés. A titre d'exemple, pour γ égal à 0,5 le gradient dans l'écoulement de couche limite est au minimum 4 fois plus grand que celui dans l'écoulement extérieur.

2 - INTENSITES DES FLUCTUATIONS LOCALES DE VITESSE. TERMES DU BILAN DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE

Les fluctuations de vitesses considérées dans ce paragraphe sont locales, c'est-à-dire définies par rapport à des vitesses moyennes échantillonnées.

A l'intérieur des bouffées issues de la couche limite, l'intensité de la fluctuation longitudinale u_1^i n'augmente que peu avec $\widetilde{u_1}/U_1^o$ (Fig. 71). Dans l'écoulement extérieur, en l'absence de perturbation extérieure, $\overline{(u_1^e)^2}^e$ croît lorsque X_2/δ diminue, les fluctuations de vitesses induites par le mouvement de la frontière devenant plus intenses. Lorsque $\widetilde{u_1}/U_1^o$ passe de 0,3 à 4,7 %, l'importance relative de ces fluctuations induites par rapport aux fluctuations extérieures tend évidemment à s'estomper. Les mêmes observations sont valables pour les composantes transversales u_2^i et u_2^e (Fig. 72). Les intensités échantillonnées des fluctuations u_1 et u_2 sont un peu plus grandes que celles des fluctuations locales correspondantes puisque l'on a des relations du type

$$\overline{(u_1)^2}^i = \overline{(u_1^i)^2}^i + (U_1^i - U_1)^2$$

Si l'on admet que les fonctions aléatoires $I(t)$, $u_j^i(t)$ et $u_j^e(t)$ ($j = 1, 2, 3$) sont indépendantes, les deux équations de conservations des énergies cinétiques turbulentes locales échantillonnées ont la même forme que celle de l'énergie cinétique moyenne (chapitre VI). Par exemple, pour l'intérieur de la couche limite, u_j^i et U_j^i remplacent respectivement u_j et U_j. Seuls les trois termes expérimentalement les plus sûrs de ces bilans sont indiqués sur la figure 73. Dans l'écoulement extérieur, la production turbulente reste quasiment nulle, et la dissipation fixée par l'écoulement extérieur reste constante quelle que soit l'ordonnée. On peut aussi souligner que les termes de convection transversale mesurés dans la couche limite et dans l'écoulement extérieur ont des signes contraires.

.../...

3 - TENSIONS DE REYNOLDS

3.1. VALEURS MOYENNES

On peut considérer que le problème de l'évolution des tensions de Reynolds comporte deux aspects, l'un relatif à ce qui se passe en dehors des bouffées, l'autre à l'intérieur. Ces deux cas sont, comme nous allons le voir fondamentalement différents.

L'évolution des tensions de Reynolds à l'extérieur des bouffées, lorsqu'existe dans ces régions un haut niveau de turbulence, se présente comme un problème de conditions aux limites. Un champ turbulent sensiblement homogène se restructure au voisinage d'une frontière partiellement poreuse animée d'un mouvement aléatoire comportant, du reste, un certain nombre de contraintes statistiques nées de la dépendance entre structures turbulentes de grandes dimensions à l'intérieur de la couche limite. Cet aspect doit être bien dégagé, entre autres du point de vue de PHILIPS 1955 qui résoud un problème de Dirichlet avec frontière aléatoire imperméable. Le caractère non linéaire des équations d'Helmholtz montre clairement que le développement tourbillonnaire à un instant dépend de l'état tourbillonnaire initial. En l'absence de perturbations de ce type aucun développement ne peut évidemment être escompté, la situation est fondamentalement différente lorsqu'une turbulence préexiste à l'extérieur de la couche limite. Par le jeu des mouvements de la frontière les filets tourbillonnaires peuvent être allongés et ceci de façon irréversible. Les figures 74 b et 75 b mettent en évidence ce phénomène de restructuration qui reste de toute façon discret.

.../...

A l'intérieur des bouffées, on pourrait distinguer au moins un double mécanisme. Qu'il y ait ou non turbulence extérieure, si l'on cherche à suivre l'évolution du champ turbulent interne, on peut dire, comme précédemment, qu'il évolue dans un domaine dont les limites fluctuent. Certes ces mouvements de frontières sont engendrés par une certaine gamme des structures du champ, mais d'autres structures peuvent subir par contre coup l'effet de ces mouvements. L'idée de mouvements totalement inactifs au sens de BRADSHAW 1967 ne peut être totalement retenue. D'autre part, les gradients moyens de vitesse relevés en tous points de la couche déterminent un type de structuration dont le mécanisme est assez bien saisi grâce à certains travaux conduits sur les champs turbulents homogènes (cf. paragraphe V.2). Globalement, l'efficacité de ce double processus est grande et les tensions de Reynolds à l'intérieur des bouffées (Fig. 74 a et 75 b) sont nettement supérieures à celles rencontrées à l'extérieur.

Lorsque la turbulence est présente dans l'écoulement extérieur, elle est en moyenne continûment entraînée dans la couche limite où elle subit une restructuration sous l'effet du double mécanisme décrit plus haut. Cette restructuration n'apparaît que progressivement sur la tension de Reynolds, tandis que l'énergie cinétique turbulente $\overline{q^2}$ bénéficie immédiatement de cet apport. La figure 74 a montré la croissance des contraintes $-\overline{u_1^i u_2^i}$ avec $\tilde{u}_1^i / U_1^o$, la figure 75 indique, dans les mêmes circonstances, une légère diminution du coefficient de corrélation. Bien évidemment, toute turbulence née dans la couche limite est marquée par celle-ci par le jeu du champ des contraintes et du gradient des vitesses moyennes.

.../...

3.2. INTENSITE DES FLUCTUATIONS DE LA TENSION DE REYNOLDS

Il est d'intérêt, dans un premier temps, de caractériser la distribution statistique des tensions de Reynolds par sa variance. Plusieurs possibilités se présentent suivant l'échantillonnage adopté.

Bien qu'il ne présente que peu d'intérêt, nous avons d'abord considéré le signal aléatoire total $u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}$, surtout afin d'effectuer des comparaisons avec des travaux récents (ANTONIA 1972 b) et de confronter nos résultats avec quelque modèle statistique très simple. Sur la figure 76, on voit que les variances croissent continûment avec le niveau de la turbulence extérieure.

D'autre part, si l'on considère un champ turbulent, siège de fluctuations de vitesses u_1 et u_2, ayant des répartitions gaussiennes et un coefficient de corrélation $R = \overline{u_1 u_2} / \tilde{u}_1 \tilde{u}_2$ on a

$$P(u_1,u_2) = \frac{1}{2\pi \tilde{u}_1 \tilde{u}_2 \sqrt{1-R^2}} e^{-\frac{1}{2}\frac{1}{1-R^2}\left(\frac{u_1^2}{\tilde{u}_1^2} - \frac{2R u_1 u_2}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2} + \frac{u_2^2}{\tilde{u}_2^2}\right)}$$

La détermination des moments de $u_1 u_2$ s'obtient en développant la fonction caractéristique de P :

$$\varphi(s,t) = e^{-\frac{1}{2}(\tilde{u}_1^2 s^2 + 2R\tilde{u}_1\tilde{u}_2 st + \tilde{u}_2^2 t^2)} \equiv \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{n!} (su_1 + tu_2)^n$$

et l'on déduit que :

.../...

$$\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2})^2} = \tilde{u}_1^2 \tilde{u}_2^2 (1 + R^2)$$

La figure 76 permet de comparer les valeurs ainsi trouvées à celles mesurées. L'accord entre les deux types de résultats est acceptable, même dans la région externe de la couche limite.

Plus suggestives sont les courbes de $\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2})^2}^i$ Dans un écoulement turbulent quasi homogène, la multiplicité des zéros des fluctuations u_1 et u_2 se cumule dans le produit si bien que l'on peut montrer que la loi de densité de probabilité du produit $u_1 u_2$ est une fonction de Bessel de deuxième espèce :

$$P(u_1.u_2) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2 \sqrt{1-R^2}} \exp\left[\frac{R u_1 u_2}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2 (1-R^2)}\right] K_o\left[\frac{|u_1 u_2|}{\tilde{u}_1 \tilde{u}_2 (1-R^2)}\right]$$

la densité de probabilité du couple (u_1 , u_2) étant gaussienne. L'intérieur des bouffées turbulentes reflète ce mécanisme. On peut considérer que deux types de structures turbulentes y coexistent, les unes appartenant depuis plus ou moins longtemps à la couche limite sont, de ce fait, restructurées par le jeu des gradients de vitesse, les autres, qui viennent d'être entraînées, portent encore les marques du champ turbulent extérieur. Bien entendu, cette distinction est quelque peu factice et l'on voit bien dans les bouffées s'opérer continûment cette restructuration. Cependant, elle rend bien compte, à travers l'accroissement des intensités de u_1 et u_2 échantillonnées, de l'évolution constatée sur la figure 77 a, sur laquelle la variance $\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2})^2}^i$ augmente avec l'intensité de la turbulence extérieure.

Dans l'écoulement extérieur, les variations de $\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2})^2}^e$ sont de même sens. Loin de la frontière

.../...

les variances tendent vers des valeurs correspondant à un coefficient de corrélation $\overline{u_1^2 u_2^2} / \widetilde{u_1}^2 \widetilde{u_2}^2$ égal à l'unité.

Bien entendu, il eût été préférable de mesurer des quantités telles que $\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}^t)^2}^t$ et $\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}^e)^2}^e$, mais des difficultés expérimentales liées aux nombres de dispositifs d'échantillonnage disponibles (chapitre III) nous en ont empêchés. D'autre part, les variances ne sont pas suffisamment affectées par le décalage des vitesses moyennes (moins de 15 %) pour que les conclusions tirées puissent être gravement mises en cause.

3.3. COEFFICIENTS D'APLATISSEMENT DE $u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}$

En l'absence d'échantillonnage, la formule VIII permet une estimation du coefficient d'aplatissement :

$$T_{u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}} = \frac{9R^4 + 42R^2 + 9}{(R^2+1)^2}$$

Pour R = 0,45 on obtient T = 12,2, valeur peu différente de nos résultats expérimentaux lorsque $X_2/\delta < 0{,}5$ (Fig. 78 a) ou de ceux de GUPTA et KAPLAN 1972. Remarquons que dans les mêmes conditions le coefficient d'aplatissement de $u_1 u_2$ serait de 9 (LU et WILLMARTH 1972). Pour $X_2/\delta > 0{,}5$, T augmente car les hypothèses admises pour le calcul sont en défaut. On pourrait alors développer un calcul analogue à celui du chapitre V et faisant intervenir l'intermittence.

A l'intérieur des bouffées, issues de la couche limite, on observe que T échantillonné devient très grand pour X_2/δ

.../...

supérieur à 0,6. (Fig. 78 b). Certes, dans cette région, les mesures deviennent plus délicates, car δ diminue, et l'on sait aussi que $\overline{(u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2})^4}^{1}$ mesuré prend en compte les propriétés de la fonction intermittence, mais l'accroissement de T avec X_2/δ pourrait peut-être être le reflet d'une intermittence de structure concernant la tension de Reynolds.

4 - COEFFICIENT DE DISSYMETRIE ET D'APLATISSEMENT DES FLUCTUATIONS DE LA VITESSE

Il existe des différences importantes entre les coefficients de dissymétrie échantillonnés selon que l'on considère une fluctuation u_j définie à partir de la valeur moyenne U_j ou une fluctuation u_j^i définie à partir de la valeur moyenne échantillonnée U_j^i . Dans un cas très typique, tel celui de u_1 mesuré dans l'écoulement extérieur, on constate que suivant le type de définition adoptée, les deux coefficients changent de signe (Fig. 79 et 80). Nous ne considérerons par la suite que des fluctuations locales définies par rapport à des valeurs moyennes échantillonnées.

D'une façon générale, les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement échantillonnés de u_1^i, u_1^e, u_2^i, u_2^e ne sont pas égaux à leur valeur gaussienne, respectivement 0 et 3, ce qui peut expliquer les écarts observés entre les résultats expérimentaux et les valeurs calculées de Su_1 et Tu_1 au chapitre V.

Pour les coefficients de dissymétrie il faut remarquer que dans les bouffées issues de la paroi Su_2^i est positif

.../...

et que dans l'écoulement extérieur Su_2^e est négatif (Fig. 81). Cette inversion de signe correspond à un mouvement antisymétrique, le fluide s'éloigne de la paroi dans les bouffées, le mouvement inverse s'observe à l'extérieur.

En l'absence de perturbation extérieure, les coefficients d'aplatissement des fluctuations locales de vitesse (Fig. 82 et 83) sont en accord avec ceux mesurés par ANTONIA 1972. Ils ne peuvent pas être comparés aux résultats de THOMAS 1973 obtenus dans un sillage, car cet auteur a effectué l'échantillonnage en se référant à la vitesse moyenne .

A l'intérieur des bouffées issues de la couche limite, Tu_1^i et Tu_2^i restent compris entre 3 et 4 et ne dépendent que peu de l'intensité extérieure $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$. Les écarts des lois de densité de probabilité des fluctuations u_1^i et u_2^i , à la loi gaussienne sont donc peu influencés par $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$, probablement parce que le mouvement propre aux bouffées reste en grande partie sous la dépendance de la structure de l'écoulement dans la couche limite. Le caractère non gaussien des fluctuations u_1^e et u_2^e à l'extérieur des bouffées issues de la couche limite est d'autant plus accentué que la turbulence extérieure a une intensité plus petite, ses propriétés statistiques marquant alors moins le champ local.

CHAPITRE IX

CONCLUSION

Les résultats présentés dans cette étude montrent comment certaines caractéristiques d'une couche limite turbulente sont affectées par la présence dans l'écoulement extérieur d'une perturbation turbulente quasi-isotrope.

Le développement de la couche limite dépend essentiellement de l'intensité $\widetilde{u_1^2}/U_1^\circ$ de la turbulence extérieure, l'échelle intégrale de longueur $(L_{11}^{(2)})^\circ$ ne semblant jouer qu'un rôle discret. Presque toutes les mesures sont donc conduites avec un écoulement extérieur qui présente une intensité réglable entre 0,3 et 4,7 % dans la section d'essais et une échelle de longueur constante.

Du point de vue expérimental, l'utilisation de la température comme contaminant passif, permet la détection de la position instantanée de la frontière libre de la couche limite. La fonction intermittence $I(t)$ est obtenue à partir d'une sélection sur les amplitudes du signal de température $\Theta + \Theta$ et du signal proportionnel au carré de la dérivée par rapport au temps de la température $(\partial\Theta/\partial t)^2$. Les mêmes valeurs de seuils sont conservées, quelle que soit la position de la sonde de détection dans l'écoulement, ce qui améliore la reproductibilité des mesures du facteur et de la fréquence d'intermittence.

Les modifications apportées à la couche limite par l'accroissement de l'intensité $\widetilde{u_1^2}/U_1^\circ$ sont déjà décelables sur

.../...

les caractéristiques globales. C'est ainsi que l'on observe avec une augmentation du taux de développement de la couche, un accroissement du coefficient de frottement pariétal. En ce qui concerne les profils de vitesses moyennes, il n'existe pas d'échelle caractéristique sur toute l'épaisseur de la couche limite, celle-ci étant soumise à la fois à des contraintes pariétales très peu dépendantes de la turbulence extérieure et à des contraintes précisément nées de cette turbulence. La loi de sillage tend à s'inscrire en négatif sur la loi de paroi, laquelle ne semble guère évoluer, du moins pour la gamme des valeurs $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ étudiée. D'autre part, il n'existe pas d'équilibre longitudinal des profils de vitesses moyennes, ne serait-ce qu'en raison de la décroissance de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ avec X_1 .

Si l'on s'attache aux propriétés des fluctuations de vitesse dans la région externe de la couche, on observe que les énergies cinétiques turbulentes sont du même ordre de grandeur que celle de l'écoulement turbulent libre. Près de la paroi, l'utilisation de U_f comme vitesse de référence améliore le regroupement des distributions de $\overline{q^2}/2U_f^2$ relevées à différentes valeurs de $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$. Les bilans de l'énergie cinétique turbulente permettent de mieux décrire la structure turbulente moyenne. Dans la région externe de la couche limite on constate que, à $\widetilde{u_1^o}/U_1^o$ croissant, la convection longitudinale contribue nettement aux processus d'échanges. La diffusion résultant des interactions entre fluctuations de pression et fluctuations de vitesse serait du même ordre que la diffusion assurée par les fluctuations de vitesse. Dans la zone interne, la région où la turbulence est en équilibre tend à se réduire car l'importance relative des termes de transfert par rapport aux termes de production ou de dissipation augmente.

.../...

Sur toute l'épaisseur de la couche limite, la diffusion de l'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de vitesse s'effectue dans une direction qui diffère peu de celle de la plus grande contrainte principale du tenseur de Reynolds. Ce résultat pourrait être le reflet d'un comportement relativement inactif de l'énergie cinétique turbulente.

La comparaison des distributions transversales de la tension de Reynolds réduite $-\overline{u_1 u_2} / U_f^2$, obtenues pour différents $\widetilde{u_1} / U_1^o$, contribue à éclairer l'action de la turbulence extérieure sur la couche limite. A une ordonnée X_2/δ constante et supérieure à 0,5, $-\overline{u_1 u_2} / U_f^2$ augmente avec $\widetilde{u_1} / U_1^o$. Il en est de même du terme de convection longitudinale $U_1 \partial(-\overline{u_1 u_2})/\partial X_1$. Dans le cadre d'une description globale ces variations sont convenablement prises en compte par un mécanisme de restructuration agissant sur la turbulence extérieure entraînée à l'intérieur de la couche limite. L'effet cumulatif des gradients de vitesse moyenne semble régler l'essentiel du processus.

Dans la région concernée par l'intermittence de frontière, les mesures échantillonnées indiquent que cette restructuration s'effectue d'une façon prvilégiée à l'intérieur des bouffées issues de la couche limite. A même X_2/δ , la valeur locale $\overline{u_1^i \, u_2^i}^i$ de la tension de Reynolds est supérieure à celle $\overline{u_1^e \, u_2^e}^e$ mesurée dans l'écoulement extérieur ; corrélativement, il existe le même écart au niveau des gradients transversaux de vitesse. A l'extérieur des bouffées de la couche limite, la tension de Reynolds échantillonnée, bien que petite, n'est pas nulle et son module augmente lorsque X_2/δ diminue. L'existence de ces tensions de Reynolds devrait être déterminée par les mouvements de la frontière libre et en particulier par l'inclinaison des bouffées sur la vitesse moyenne.

.../...

Le rapport de l'intensité de la fluctuation de la tension de Reynolds mesurée dans la couche limite à celle mesurée dans l'écoulement extérieur diminue lorsque $\widetilde{u_1^0}/U_1^0$ augmente. Le choix de la tension de Reynolds comme grandeur de détection de l'intermittence serait donc peu judicieux pour ce type d'écoulement Par ailleurs, dans les bouffées issues de la couche limite, les valeurs échantillonnées du coefficient d'aplatissement de la fluctuation $u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}$ augmenteraient avec X_2/δ , indiquant un éventuel renforcement du caractère lacunaire des structures actives en .

Lorsque l'intensité de la turbulence extérieure augmente, la profondeur relative des échancrures de la frontière libre de la couche limite croît. Cette évolution reflète une plus grande instabilité de l'écoulement moyen qui a pour autres manifestations, la diminution de la longueur relative des bouffées issues de la couche limite et l'accroissement des écarts entre les vitesses échantilonnées dans la couche limite et dans l'écoulement extérieur. Elle confirme la plus grande pénétration de la turbulence libre à l'intérieur de la couche limite déjà observable sur les distributions transversales des grandeurs turbulentes moyennes. D'autre part, l'épaisseur δ de la couche limite ne caractérise pas l'amplitude du mouvement de la frontière libre.

Les propriétés statistiques des fluctuations de vitesse sont précisées au moyen des coefficients de dissymétrie S et d'aplatissement T . A X_2/δ constant, $|S_{uj}|$ et T_{uj} diminuent lorsque $\widetilde{u_1^0}/U_1^0$ augmente. Une estimation de ces coefficients permet d'attribuer cette diminution à celle de l'écart des intensités locales $[\overline{(u_j^t)^2}^t]^{1/2}/U_1^0$ et $[\overline{(u_j^e)^2}^e]^{1/2}/U_1^0$ mesurées respectivement dans la couche limite et dans l'écoulement

.../...

extérieur. Le caractère non gaussien de u_f est d'autant plus accentué que la turbulence extérieure a une intensité plus petite, ses propriétés statistiques marquant alors moins le champ local. A l'intérieur des bouffées, l'influence de $\tilde{u}_1 / U_1^0$ sur l'écart à une loi gaussienne est moins importante, car le mouvement propre aux bouffées devrait rester en grande partie sous la dépendance de la structure de l'écoulement dans la couche limite.

Cette étude apporte essentiellement des informations sur le comportement de deux turbulences qui sont adjacentes et qui ont des origines différentes. L'ampleur et l'intérêt d'un tel problème permettent d'envisager des mesures supplémentaires. Celles-ci pourraient être orientées d'une part vers une meilleure connaissance de la forme générale des bouffées issues de la couche limite et d'autre part vers une plus grande définition du phénomène d'entraînement du fluide extérieur. Pour le premier de ces objectifs, l'utilisation d'un peigne de plusieurs fils chauds placé transversalement dans la couche limite serait à retenir à défaut de la mise en oeuvre d'un procédé de visualisation. Pour le second, plusieurs techniques d'essais sembleraient adaptées, ainsi celle faisant appel aux corrélations spatio-temporelles pour la mesure de la vitesse de convection de la frontière libre, ou celle consistant à marquer un petit volume de fluide extérieur afin de le suivre dans son mouvement ou encore celle utilisant un échantillonnage conditionnel dépendant par exemple de la distance séparant la sonde de mesure et la frontière libre.

Sur un plan plus général, d'autres éléments d'information devraient apparaître lors de l'analyse d'autres types d'écoulements perturbés . Nous avons souvent évoqué par exemple la zone dite de "couche limite" d'un jet pariétal; en fait le cas étudié

constituait un modèle voisin pour lequel les différents paramètres, entre autres l'intensité de la turbulence extérieure, étaient plus maîtrisables. L'influence d'un écoulement extérieur dont le module de la vitesse serait une fonction harmonique du temps pourrait être éclairante, à condition de conduire l'étude dans le même esprit.

BIBLIOGRAPHIE

ALCARAZ E., GUILLERMET G. et MATHIEU J. (1968), Mesures de frottement à la paroi à l'aide de tubes de Preston et d'une balance. C.R. Acad. Sc. Paris, Serie A, t. 266, p. 432-434.

ANTONIA R.A. (1972), Conditionally sampled measurement near the outer edge of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., Vol. 56, part 1, p. 1-18.

ANTONIA R.A. (1972 b), Measurements of Reynolds shear stress fluctuations in a turbulent boundary layer. Physics of Fluids, vol. 15, n° 9, p. 1669-1670.

ASHKENAS H. (1955), Hot wire measurements with X meter. Grad. School. of Aero. Eng., Cornell Univ., Ithaca, New-York.

BLACKWELDER R. (1970), Large scale motion of a turbulent boundary layer with a zero and a favorable pressure gradient. Doctoral Dissertation, Johns Hopkins University.

BOLDMAN D.R., NEUMANN H.E. et EHLERS R.C. (1970), Velocity, intermittency, and turbulence intensity measurements in the boundary layer of an accelerated flow. N.A.S.A., Technical Note D. 6043.

BRADSHAW P. (1967), "Inative" motion and pressure fluctuations in turbulent boundary layers. J. Fluid Mech., Vol. 30, part 2, p. 241-258.

BRADSHAW P. et FERRISS D.H. (1965), The spectral energy balance in a turbulent mixing layer. Aero. Research Council 26743, N.P.L. 1144.

BRADSHAW P., FERRISS D.H. et ATWELL N.P. (1967), Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation. J. Fluid Mech., Vol. 28, part 3, p. 593-616.

BRAGG G.M. et SESHAGIRI B.V. (1973), Turbulence measurements in interacting wakes. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, p. 1531-1546.

BRANDT A. et BRADSHAW P. (1972), Apparatus and programs for digital analysis of fluctuating quantities in turbulent flow. I.C. Aero. Rept. 72 11.

CHAMPAGNE F.H. (1966), Turbulence measurements with inclined wires. Ph. D. Thesis, University of Washington.

CHAMPAGNE F.H., HARRIS V.G. et CORRSIN S. (1970), Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow. J. Fluid Mech., Vol. 41, part 1, p. 81-139.

CHARNAY G., COMTE-BELLOT G. et MATHIEU J. (1971), Profils de vitesses moyennes et frottement pariétal d'une couche limite turbulente perturbée. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 273, p. 258-261.

CHARNAY G., COMTE-BELLOT G. et MATHIEU J. (1972), Etat des contraintes et des fluctuations de vitesse dans une couche limite perturbée. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 274, p. 1843-1846.

CHARNAY G., COMTE-BELLOT G. et MATHIEU J. (1972 b), Etude de la frontière libre d'une couche perturbée. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 275, p. 615-618.

CHARNAY G., MELINAND J.P. et GENCE J.N. (1974), Etude de la structure des couches limites qui se développent en présence d'une turbulence extérieure. Rapport DRME 72/774.

COMTE-BELLOT G. (1965), Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles. P.S.T. n° 419.

COMTE-BELLOT G. (1966), Moments d'ordre trois et quatre des distributions de probabilité des fluctuations de vitesse et de leurs dérivées dans les écoulements turbulents. Colloque : Contribution de l'Electronique aux Méthodes de Traitement Statistique des Mesures en Physique. Grenoble.

COMTE-BELLOT G. et CORRSIN S. (1966), The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. J. Fluid Mech., Vol. 25, part 4, p. 657-682.

COMTE-BELLOT G. et MATHIEU J. (1958), Sur la détermination expérimentale des coefficients de sensibilité aux fluctuations de vitesse et de température des anémomètres à fil chaud. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 246, p. 3219-3222.

COMTE-BELLOT G. et SCHON J.P. (1969), Harmoniques créés par excitation paramétrique dans les anémomètres à fil chaud à intensité constante. J. Heat Mass Transfer. Vol. 12, p. 1661-1677.

CORRSIN S. (1943), Investigation of flow in an axially symmetrical heated jet of air. N.A.C.A., A.R.C. n° 3L23.

CORRSIN S. (1950), On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. Dt. of Aero., The Johns Hopkins University.

CORRSIN S. (1963), Turbulence : Experimental methods. Handbuch der Physics, Vol. 8, 2, Springer Berlin, p. 523-590.

CORRSIN S. et KISTLER A.L. (1955), Free stream boundaries of turbulent flows. N.A.C.A. Report n° 1244.

.../...

COURSEAU P. et LOISEAU M. (1972), Le tenseur de Reynolds dans une turbulence homogène associée à un écoulement moyen de cisaillement. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 275., p. 1199-1202.

CRAYA A. (1958), Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes. P.S.T. du Ministère de l'Air, n° 345.

DUHAMEL P. et PY B. (1972), Caractère intermittent de la sous couche visqueuse et interprétation de mesures de densité de probabilité. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 275, p. 555-558.

DUMAS R., FULACHIER L. et ARZOUMANIAN E. (1972), Facteurs d'intermittence et de dissymétrie des fluctuations de température et de vitesse dans une couche limite turbulente. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 274, p. 267-270.

EVANS R.L. (1972), Free stream turbulence effects on the turbulent boundary Layer. Aero. Research Council 34586, Turbo. 266.

EVANS R.L. (1973), Stream turbulence effect on the turbulent profile boundary layer in a compressor cascade. Aero. Research Council 34587. Turbo. 267.

FAVRE A., DUMAS R., VEROLLET E. et COANTIC M. (1966), Couche limite turbulente sur paroi poreuse avec aspiration. Journal de Mécanique, Vol. 5, n° 1, p. 2-28.

FEILER C.E. et YEAGER E.B. (1962), Effect of large-amplitude oscillations on heat transfer. N.A.C.A. Technical Report R. 142.

FIEDLER H. et HEAD M.R. (1966), Intermittency measurements in the turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., Vol. 25, part 4, p. 719-735.

FRENKIEL F.N. et KLEBANOFF P.S. (1973), Probability distributions and correlations in a turbulent boundary layer. Physics of Fluids, Vol. 16, n° 6, p. 725-737.

FREYMUTH P. (1968), Non linear control theory for constant temperature hot-wire anemometers, Advances in Hot-wire Anemometry. Intern. Symp. Univ. of Maryland, AFOSR n° 68-1492, p. 203-218.

FULACHIER M. (1972), Contribution à l'étude des analogies des champs dynamique et thermique dans une couche limite turbulente. Thèse Docteur ès Sciences. Université de Provence.

GRASS A.J. (1971), Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries. J. Fluid Mech., Vol. 50, part 2, p. 233-255.

GUPTA A.K. et KAPLAN R.E. (1972), Statistical characteristics of Reynolds stress in a turbulent boundary layer. Physics of Fluids, Vol. 15, n° 6, p. 981-985.

HANJALIC K. et LAUNDER B.E. (1972), Fully developed asymmetric flow in a plane channel. J. Fluid Mech., Vol. 51, part 2, p. 301-335.

HANJALIC K. et LAUNDER B.E. (1972 b), A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. J. Fluid Mech., Vol. 52, part 4, p. 609-638.

HARRIS V.G. (1974), Experimental studies in a field of nearly homogeneous sheared turbulent flow. Doctoral Dissertation. Johns Hopkins University.

HESKESTAD G. (1965), Hot-wire measurements in a plane turbulent jet. J. Appl. Mech., Trans. A.S.M.E., Série E, Vol. 32, n° 4, p. 721-734.

HESKESTAD G. (1965 b), A generalized Taylor hypothesis with application for high Reynolds number Turbulent shear flows. J. Appl. Mech., Trans. A.S.M.E., Serie E, Vol. 32, n° 4, p. 735-739.

HUFFMAN G.D., ZIMMERMAN D.R. et BENNETT W.A. (1972), The effect of free-stream turbulence level on turbulent boundary layer behaviour. AGARDograph 164, p. 91

IRWIN H.P.A.H., (1973), Measurement in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient. J. Fluid Mech., Vol. 61, part 1, p. 33-63.

JEANDEL D. et MATHIEU J. (1973), Méthode de calcul de la couche limite turbulente utilisant une équation de comportement du coefficient de Boussinesq. Journal de Mécanique, Vol. 12, n° 4, p. 629-656.

JOHNSON D.S. (1955), Turbulent heat transfer in a boundary layer with discontinuous wall temperature. Johns Hopkins University, Publication n° 55.

JUNKHAN G.H. et SEROVY G.K. (1967), Effects of free-stream turbulence and pressure gradient on flat-plate boundary layer velocity profiles and on heat transfer. Trans. A.S.M.E., Series C, 89, 2, p. 169-176.

KESTIN J., MAEDER P.F. et WANG H.E. (1961), Influence of turbulence on the transfer of heat from plates with and without a pressure gradient. International Developments in Heat Transfer, International Heat Transfer Conf., Univ. of Colorado and London, England, American Society of Mech. Engineers, p. 432-438.

KIBENS V. (1968), The intermittent region of a turbulent boundary layer, Doctoral Dissertation, Johns Hopkins University.

KLEBANOFF P.S. (1955), Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. N.A.C.A., Report 1247.

KLINE S.J., LISIN A.V. et WAITMAN B.A. (1960), Preliminary experimental investigation of effect of free-stream turbulence on turbulent boundary layer growth. N.A.S.A. Technical Note D-368.

KOVASZNAY L.S.G., KIBENS V. et BLACKWELDER R.F. (1970), Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., Vol. 41, part 2, p. 283-325.

KOVASZNAY L.S.G., UBEROI M.S. et CORRSIN S. (1949), The transformation between one and three-dimensional power spectra for an isotropic scalar fluctuation field. Physics of Fluids, Vol. , P. 1263-1264.

LU S.S. et WILLMARTH W.W. (1972), The structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. Dept. Aerospace Engng. University of Michigan, Techn. Report 021490-2-T.

LUMLEY J.L. (1970), Toward a turbulent constitutive relation. J. Fluid Mech., Vol. 41, part 2, p. 413-434.

LUMLEY J.L. et PANOFSKY H.A. (1964), The structure of atmospheric turbulence, Interscience Publishers.

MATHIEU J. (1959), Contribution à l'étude aérothermique d'un jet plan évoluant en présence d'une paroi. P.S.T. n° 374.

MATHIEU J. (1971), Remarks on turbulent flows with free stream boundaries, Von Karman Institute, Lectures série 36.

MATHIEU J. (1973), : voir *JEANDEL D. et MATHIEU J.* (1973).

MILLIKAN C.B. (1938), A critical discussion of turbulent flows in channels and circular tubes. Proc. 5 th Int. Cong. of Appl. Mech., Cambridge, p. 386-392.

NYCHAS S.G., HERSMEY H.R., BRODKEY R.S. (1973), A visual study of turbulent shear flow. J. Fluid Mech., Vol. 61, part 3, p. 513-540.

PHILLIPS O.M. (1955), The irrotational motion outside a free turbulent boundary. Proc. Cambridge Phil. Soc., 51, p. 220-229.

ROSE W.G. (1966), Results of an attempt to generate a homogeneous turbulent shear flow. J. Fluid Mech., Vol. 25, n° 1, p. 97-120.

SCHON J.P. (1974), Contribution à l'étude des couches limites stratifiées en température. Thèse Docteur ès Sciences n° 262, Université Claude Bernard de Lyon.

SCHON J.P. et BAILLE A. (1972), Méthode d'isolement des fluctuations turbulentes cinématiques et thermiques au moyen d'une sonde anémométrique à trois fils. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 274, p. 116-119.

SNYDER W.H. et MARGOLIS D.P. (1967), Probability density measurements in a curved mixing layer. Physics of Fluids, Vol. 10, n° 5, p. 963-969.

STROHL A. et COMTE-BELLOT G. (1973), Aerodynamic effects due to configuration of X-wire anemometers. A.S.M.E. Paper n° 73. APM P (A paraître dans J. Appl. Mech.).

SUNYACH M. (1971), Contribution à l'étude des frontières d'écoulements turbulents libres. Thèse Docteur ès Sciences, n° 37, Université Claude Bernard, Lyon.

SUNYACH M., BAUMONT L. et MATHIEU J. (1970), Etude de frontières d'écoulements turbulents. C.R. Acad. Sc. Paris, Série A, t. 271, p. 465-468.

SUNYACH M. et MATHIEU J. (1969), Zone de mélange d'un jet plan. Fluctuations induites dans le cône à potentiel - Intermittence. Int. J. Heat Mass Transfert. Vol. 12, p. 1679-1697.

TAILLAND A. et MATHIEU J.(1967), Jet pariétal. Journal de Mécanique, Vol. 6, n° 1, p. 103-131.

THOMAS R.M. (1973), Conditional sampling and other measurements in a plane turbulent wake. J. Fluid Mech., Vol. 57, part 3, p. 549-582.

TOWNSEND A.A. (1948), Local isotropy in the Turbulent wake of a cylinder. Australian Jour. Sc. Res., Serie A, Vol. 1, p. 161-174.

TOWNSEND A.A. (1951), The structure of the turbulent boundary layer. Proceedings Cambridge Philosophical Society, 47, p. 375-395.

TOWNSEND A.A. (1956), The structure of turbulent shear flow. Cambridge, University Press.

TOWNSEND A.A. (1961), Equilibrium layers and wall turbulence. J. Fluid Mech., Vol. 11, part 1, p. 97-120.

VEROLLET E. (1972), Etude d'une couche limite turbulente avec aspiration et chauffage à la paroi. Thèse Docteur ès Sciences, Université de Provence.

VRUBLEVSKAYA V.A. (1960), Influence de la turbulence de l'écoulement extérieur sur une couche limite turbulente (en russe). Energetika U.R.S.S., n° 7, p. 108-115.

WYGNANSKI I. et FIEDLER H.E. (1969), Some measurements in the self-preserving jet. J. Fluid Mech., Vol. 38, part 3, p. 577-612.

WYGNANSKI I. et FIEDLER H.E. (1970), The two-dimensional mixing region. J. Fluid Mech., Vol. 41, part 2, p. 327-361.

WYNGAARD J.C. et COTE O.R. (1971), The budjets of turbulent kinetic energie and temperature variance in the atmospheric surface layer. J. Atmospheric Sciences, Vol. 28, n° 2, p. 190-201.

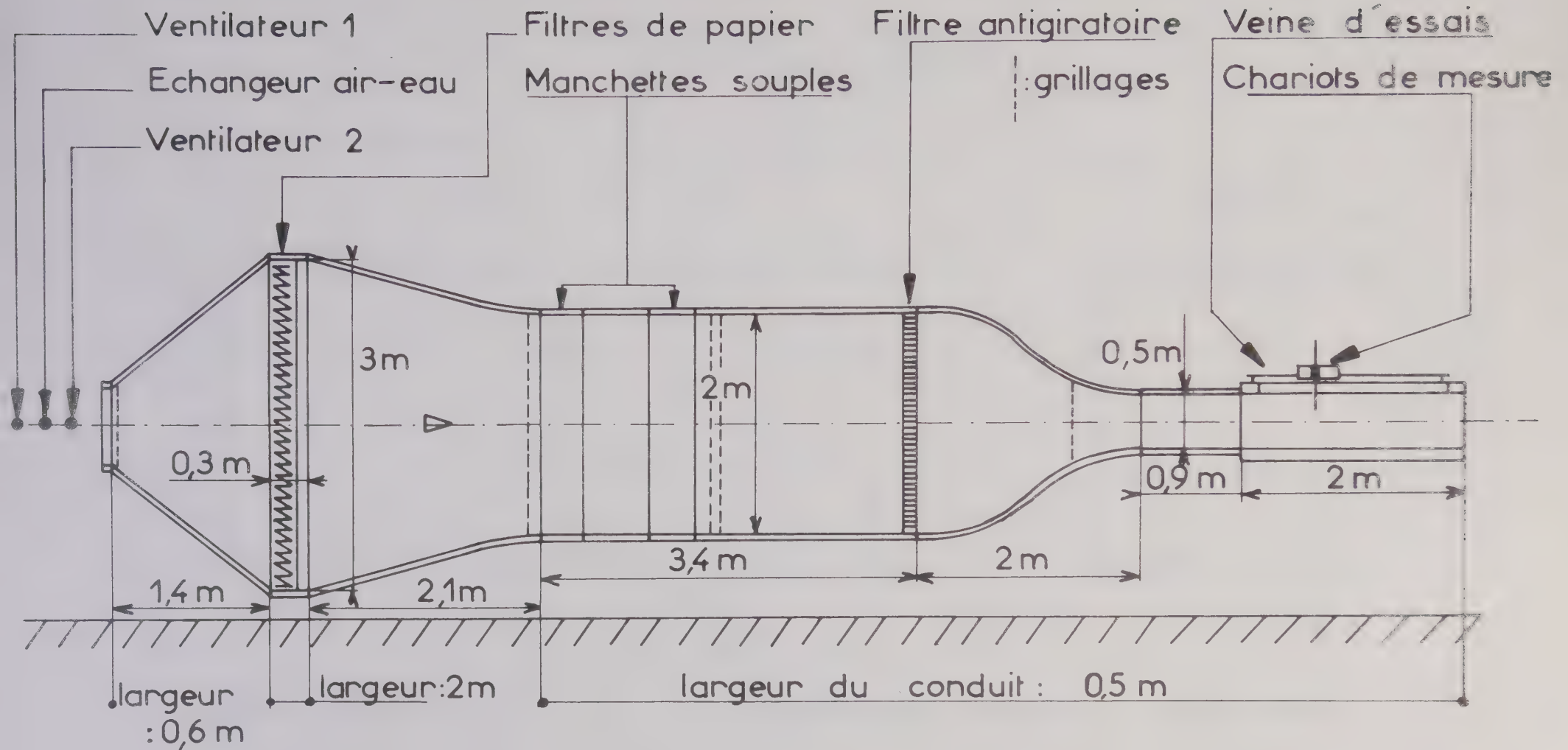


Fig. 1 _Vue de face de la soufflerie_ _Echelle $\frac{2}{100}$ _

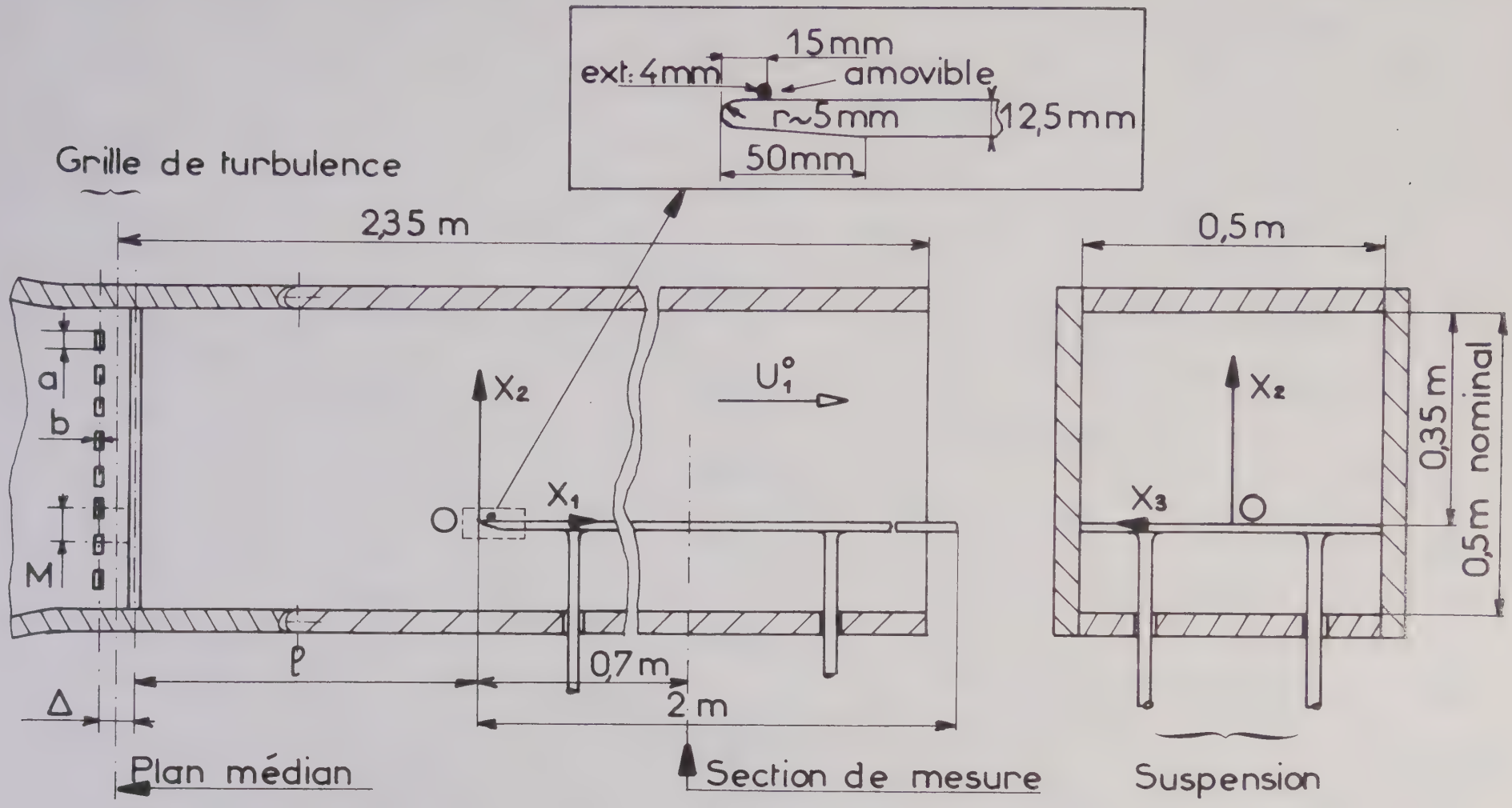


Fig. 2 _ Veine d´essais _

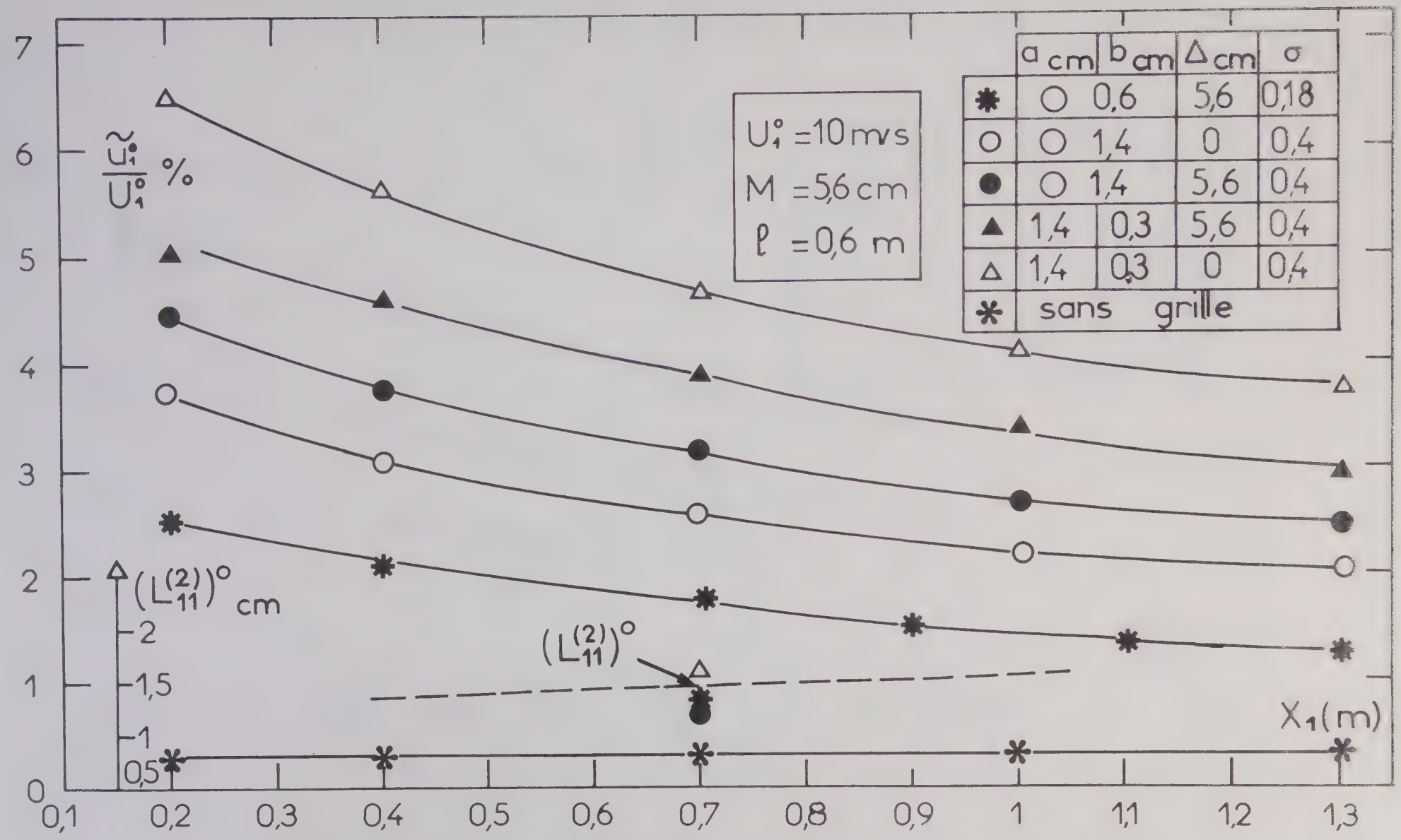
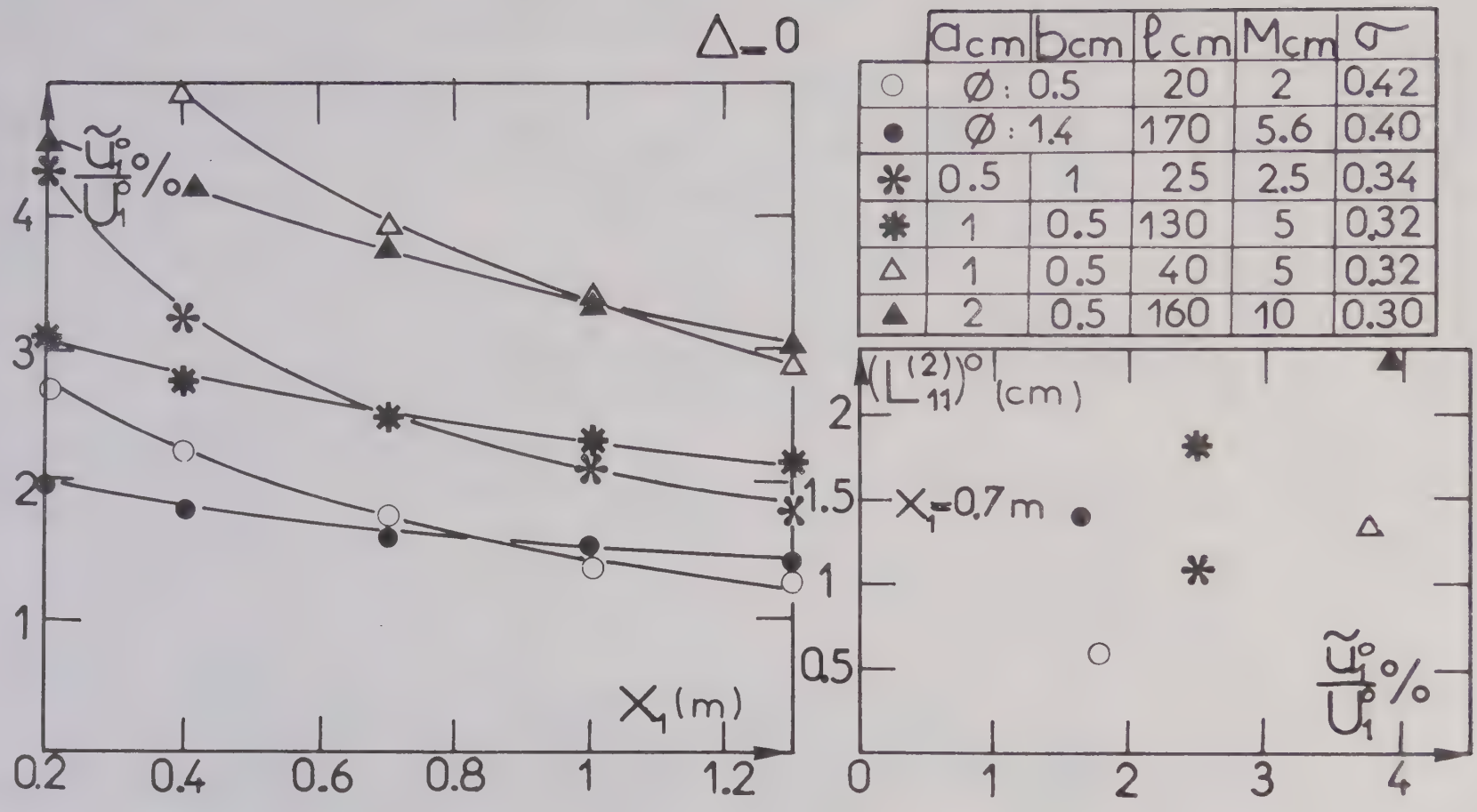


Fig.3 _ Intensités et échelles intégrales de longueur des écoulements turbulents générés par des grilles à maille M constante _



	a cm	b cm	ℓ cm	M cm	σ
○	Ø : 0.5		20	2	0.42
●	Ø : 1.4		170	5.6	0.40
✱	0.5	1	25	2.5	0.34
✱	1	0.5	130	5	0.32
△	1	0.5	40	5	0.32
▲	2	0.5	160	10	0.30

Fig. 4 _ Intensités et échelles intégrales de longueur des écoulements turbulents générés par des grilles de mailles M différentes _

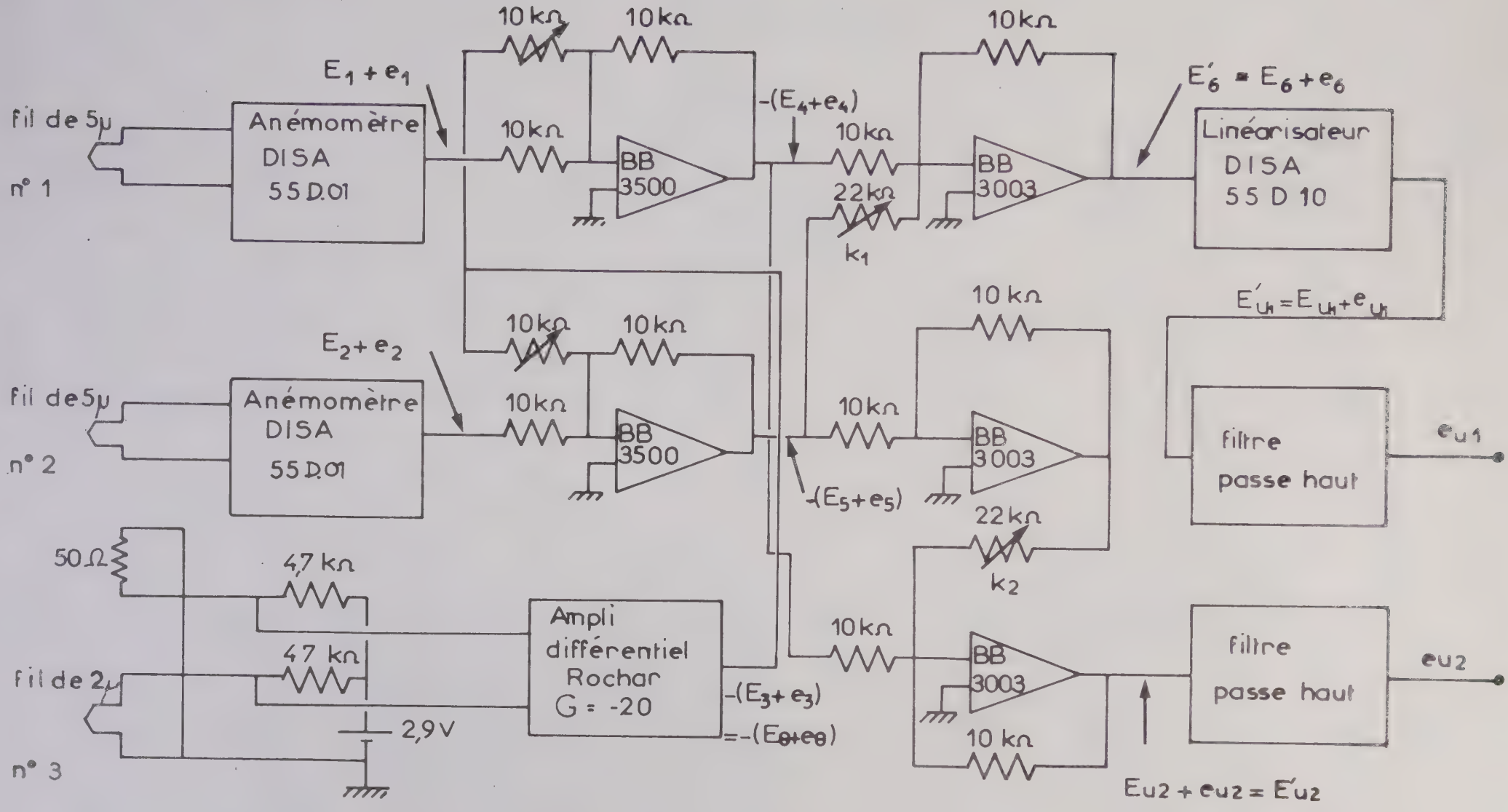


Fig.5 – Montage électronique pour l'isolement de $E_\theta + e_\theta$, $E_{u1} + e_{u1}$ et $E_{u2} + e_{u2}$.

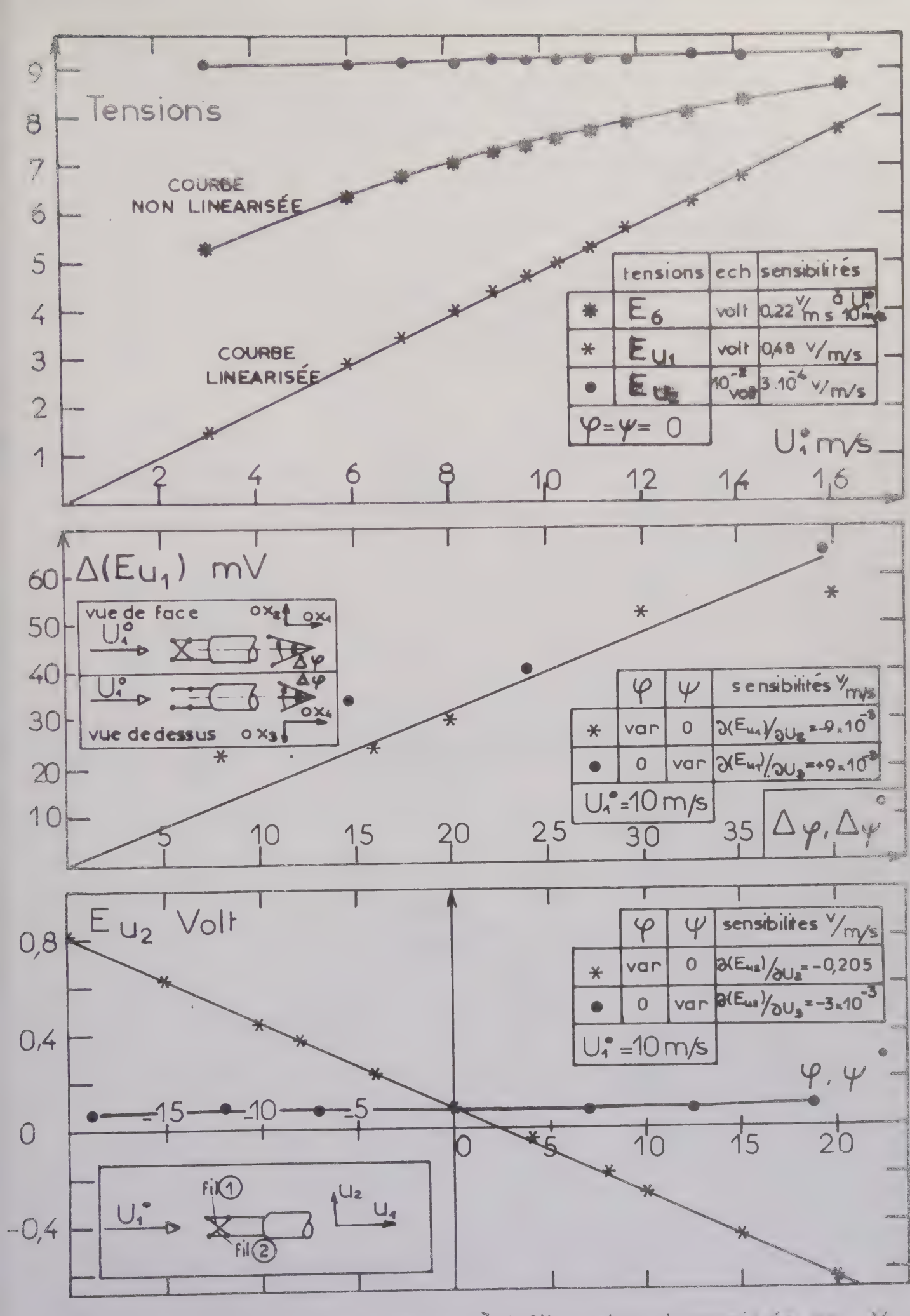


Fig.6. Etalonnage de la sonde à 2 fils chauds croisés en X.

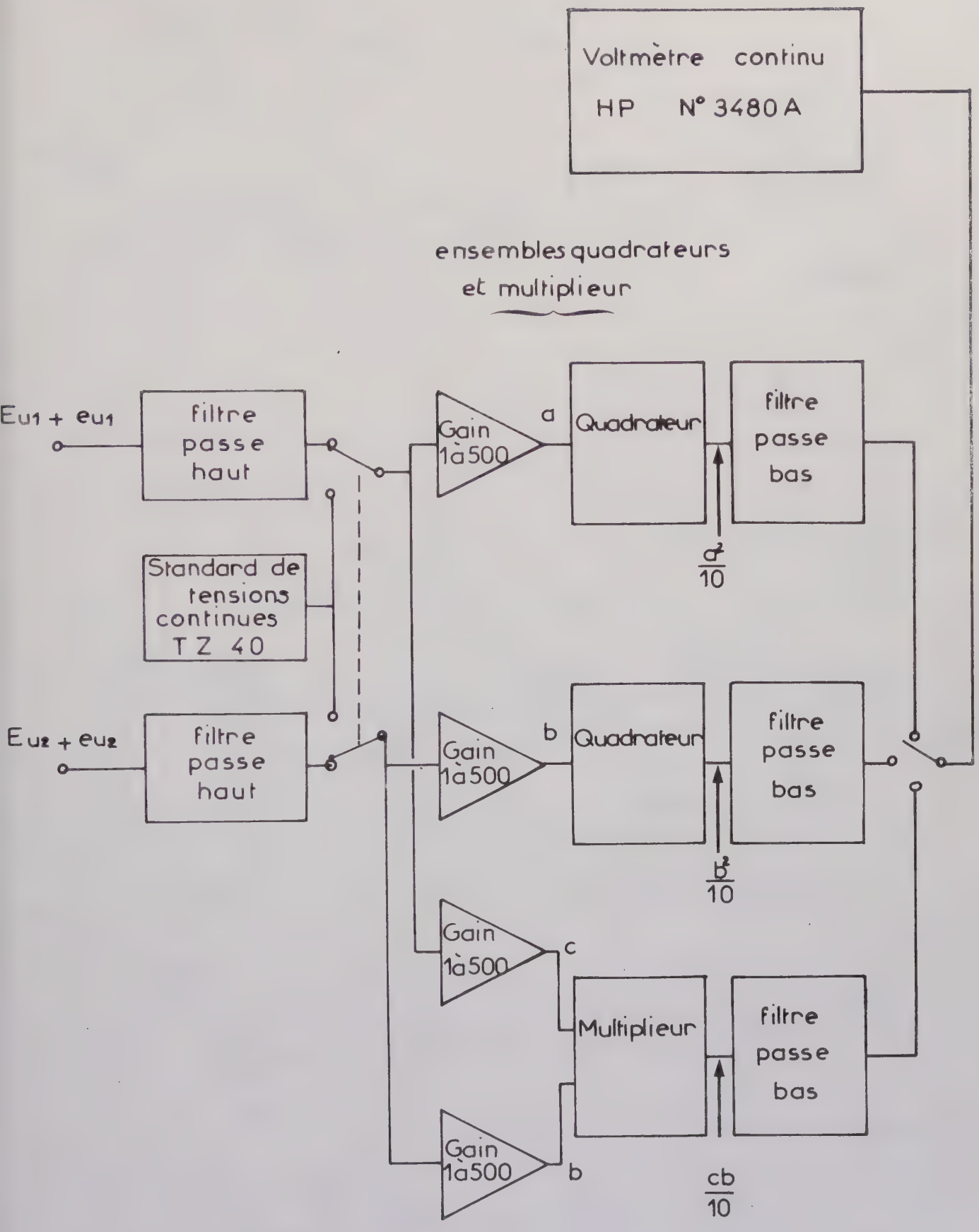
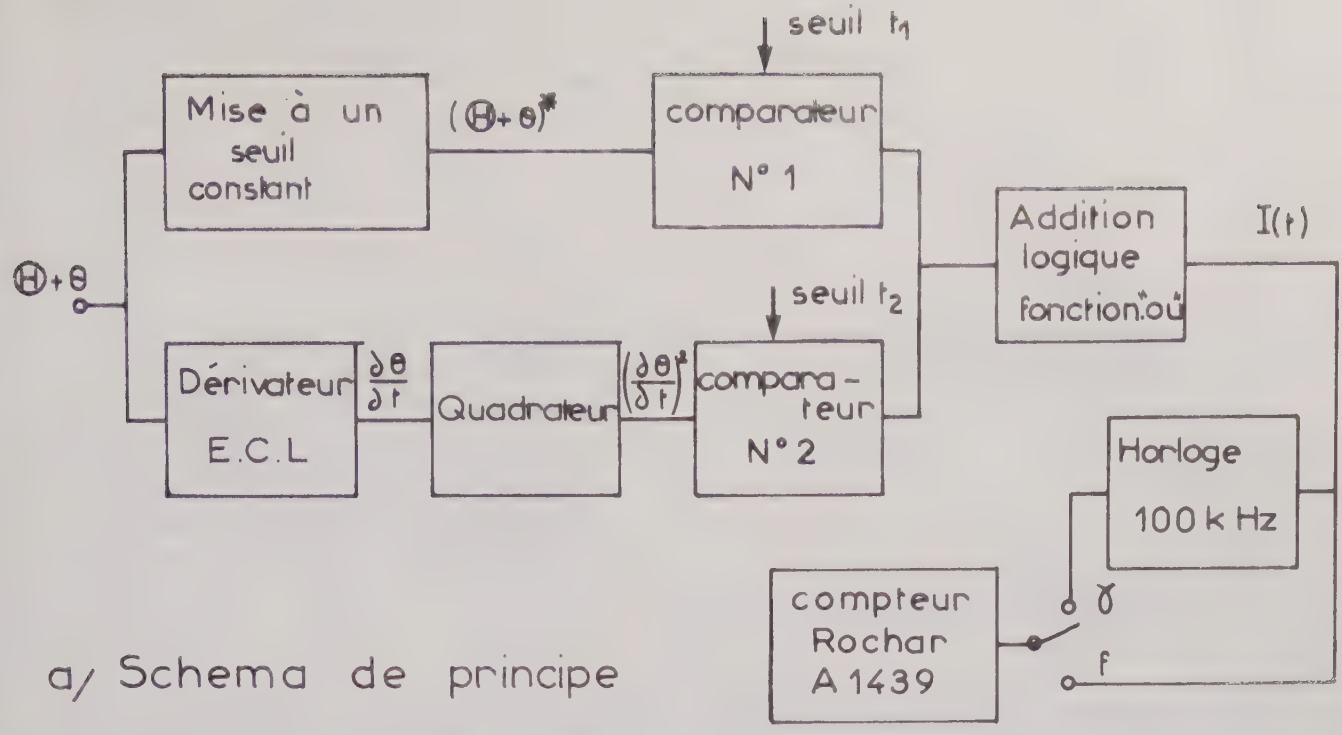
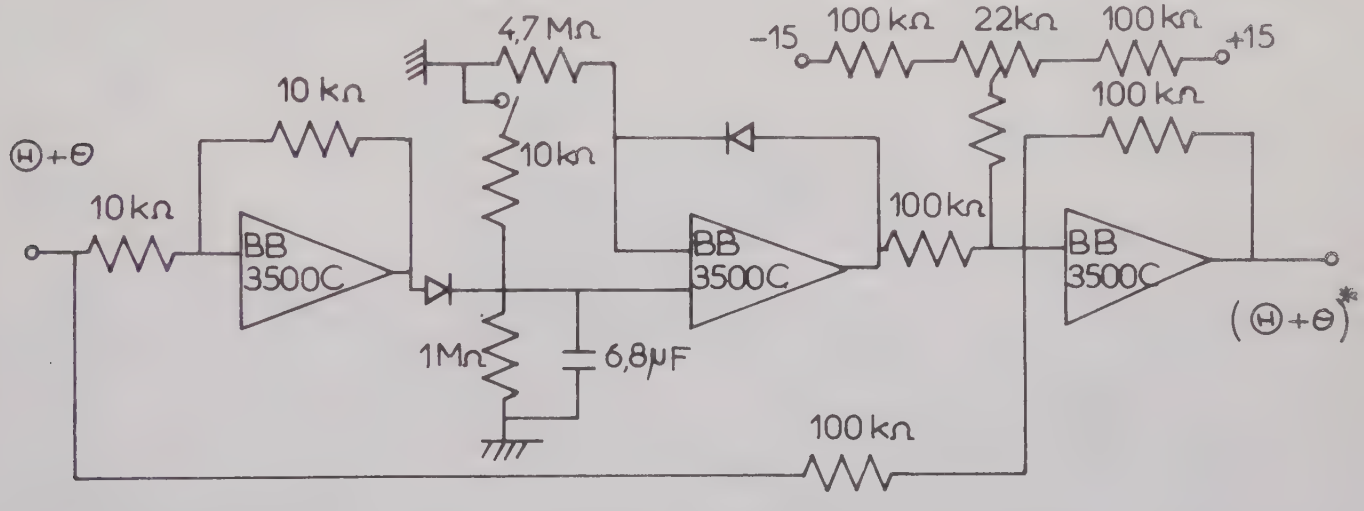


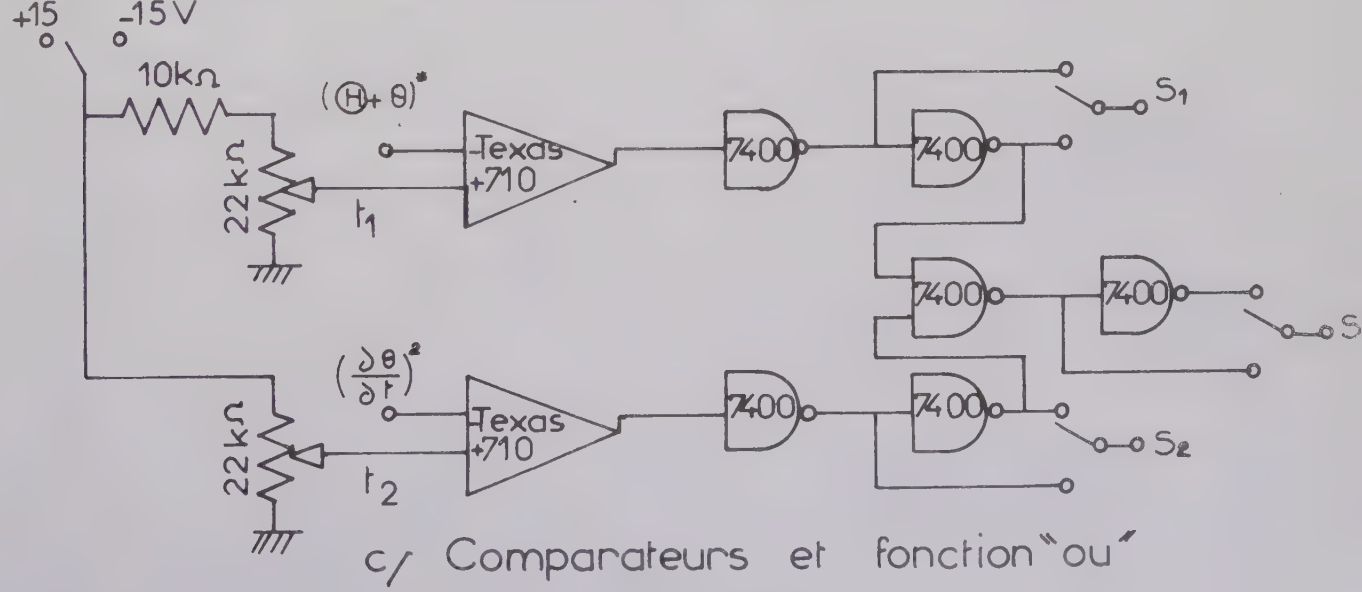
Fig. 7 _ Mesure de $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1^2}$, $\overline{u_2^2}$ _



a/ Schema de principe



b/ Dispositif de mise à un seuil constant



c/ Comparateurs et fonction "ou"

Fig. 8 _ Mesure de l'intermittence _

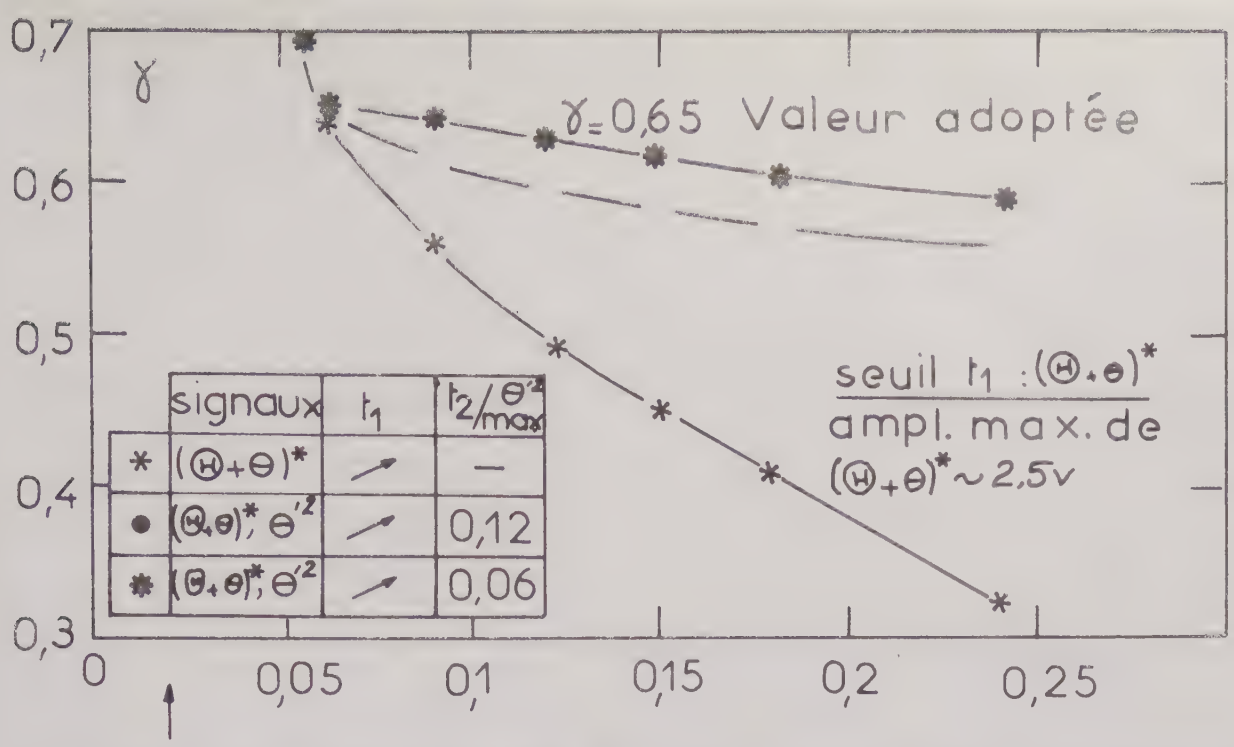


Fig. 9 a_Mesure de γ: influence des seuils t_1, t_2-

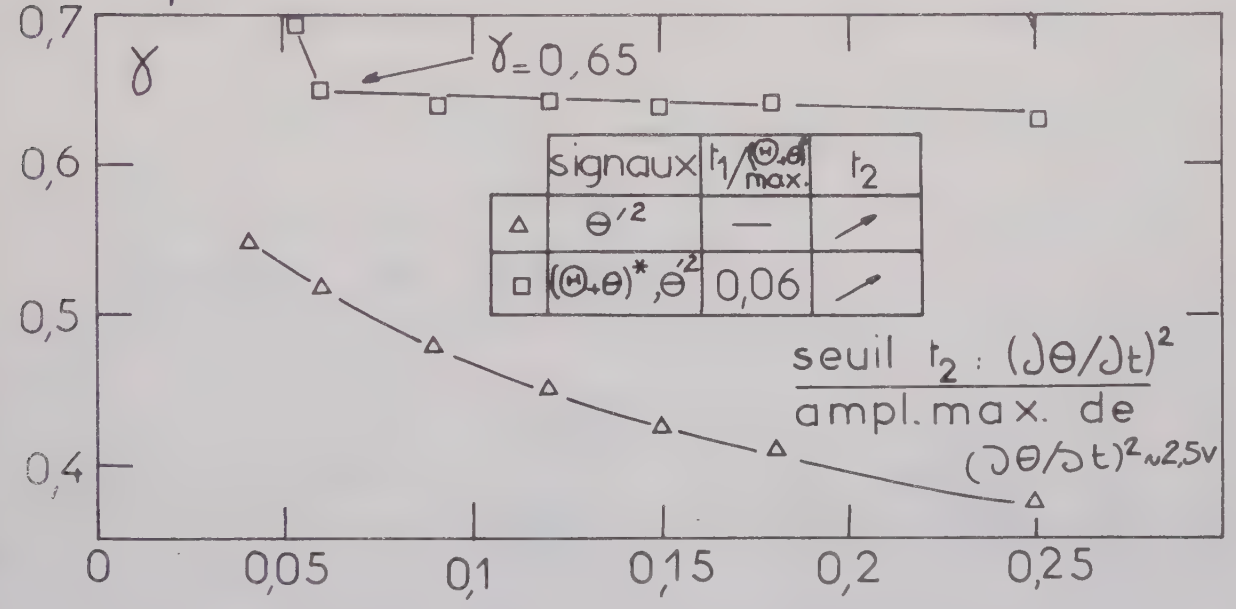
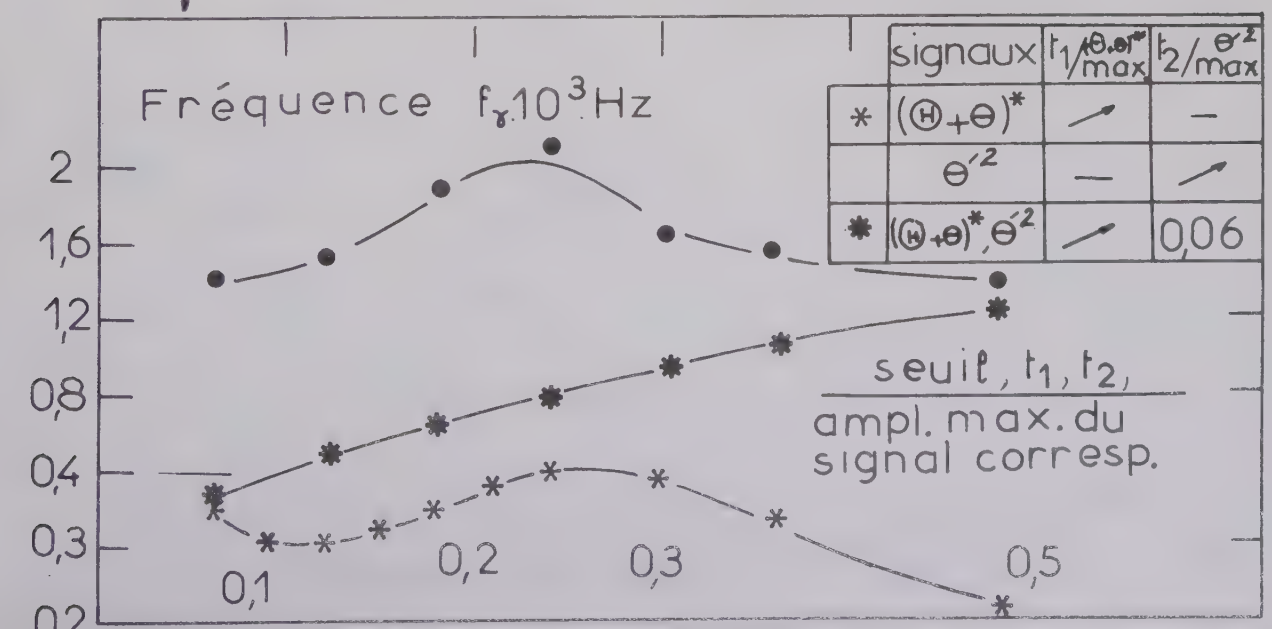


Fig. 9 b_Mesure de la fréquence f_γ-



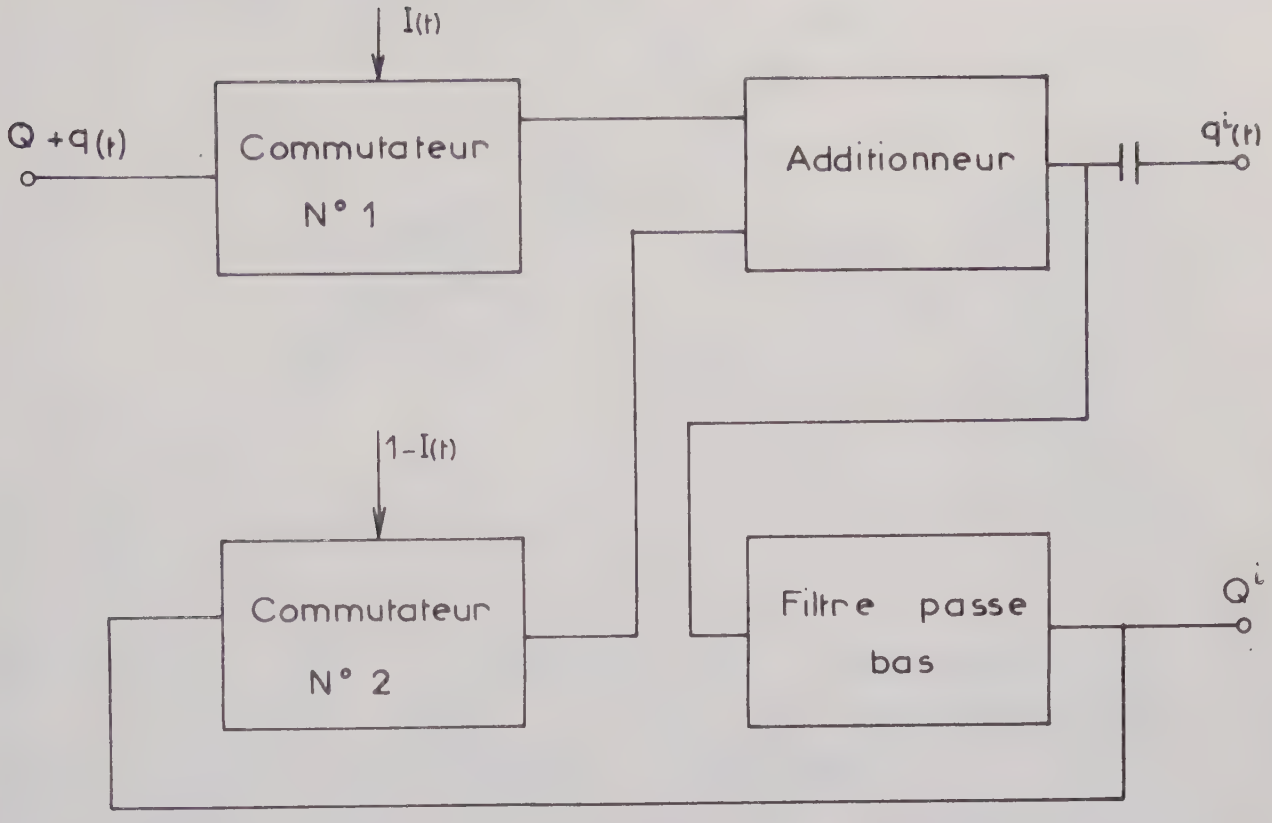
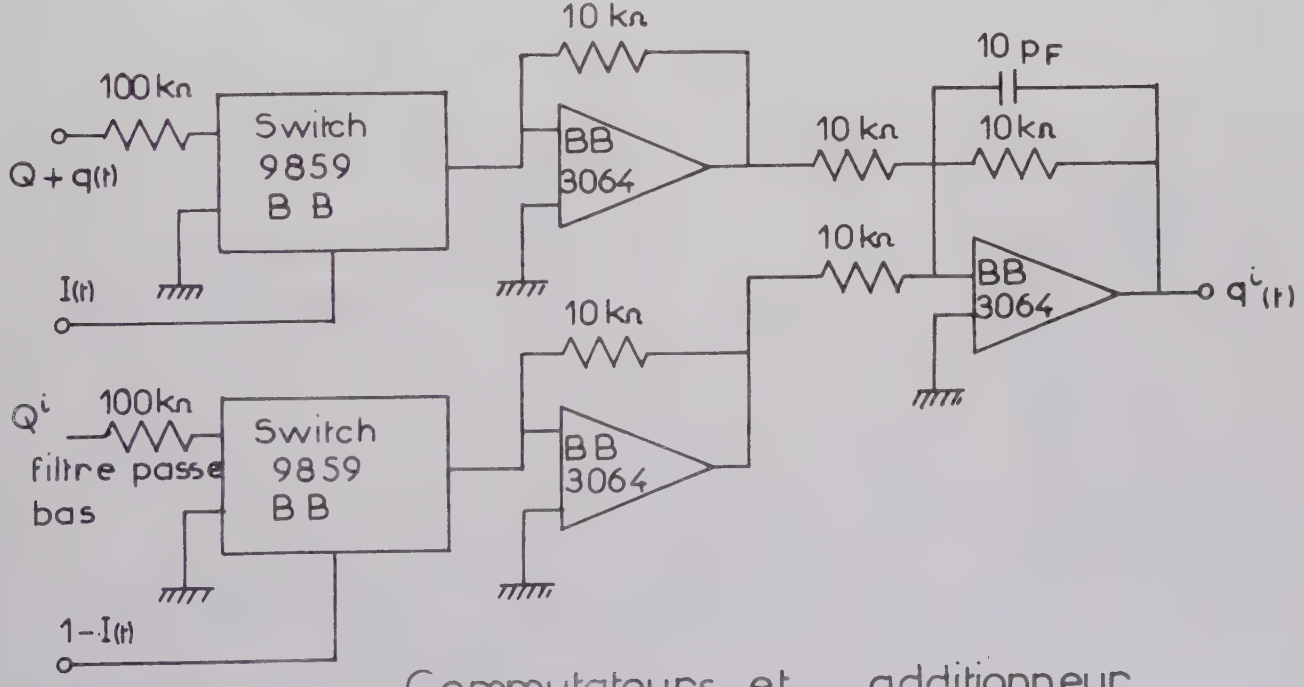


Schéma de principe



Commutateurs et additionneur

Fig. 10 - Mesure des moyennes conditionnelles Q^i ou Q^e Isolement des fluctuations locales q^i ou q^e -

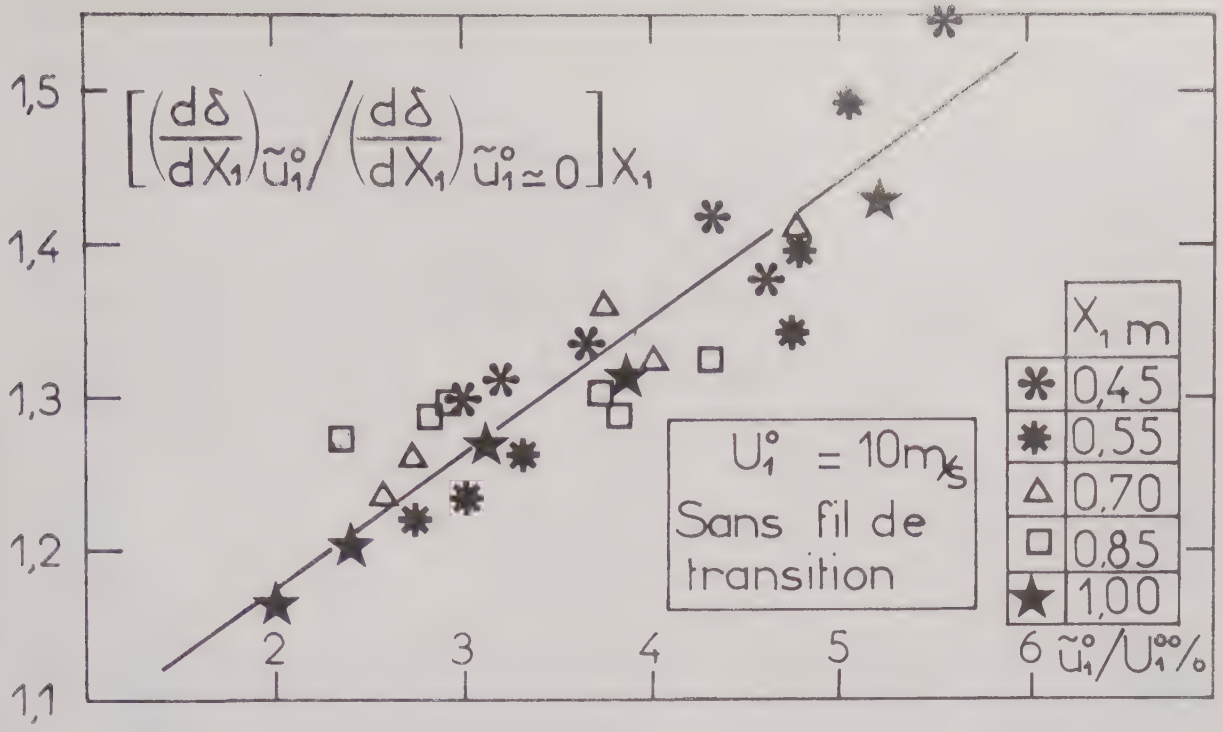


Fig.11 _ Taux de croissance de l'épaisseur de couche limite en fonction de l'intensité de la turbulence extérieure _

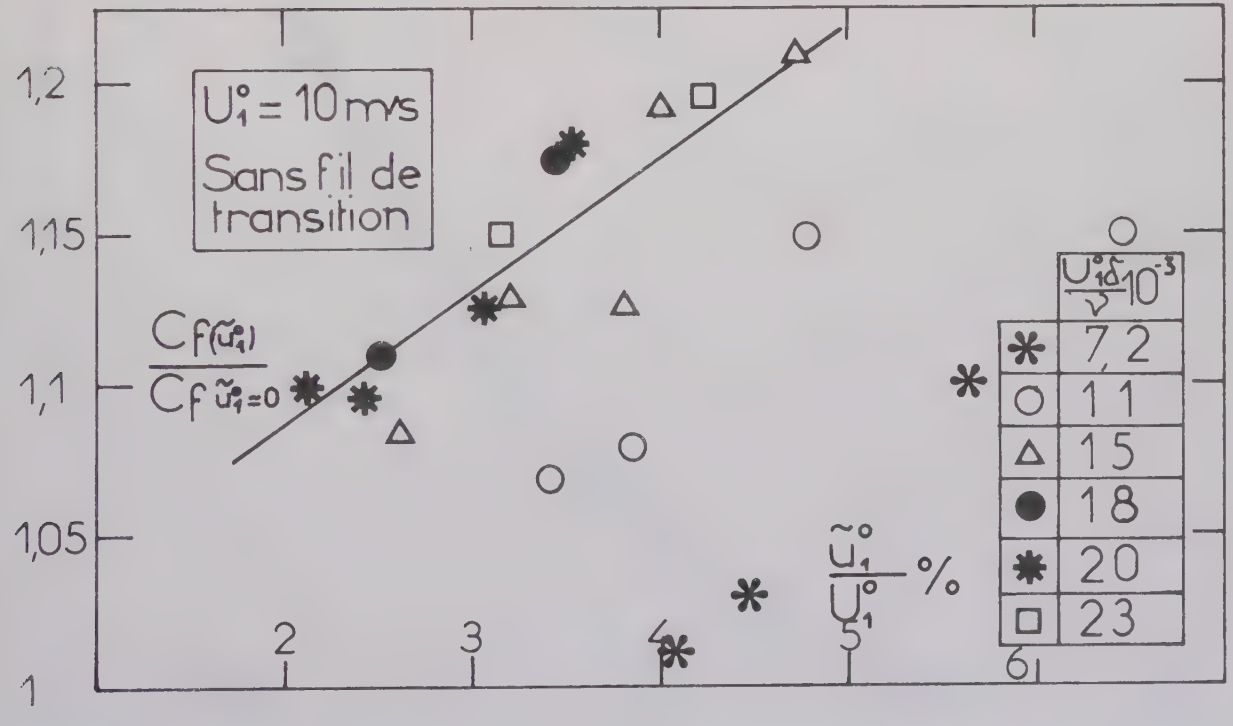


Fig.12 _ Coefficient de frottement pariétal en fonction de l'intensité de la turbulence extérieure _

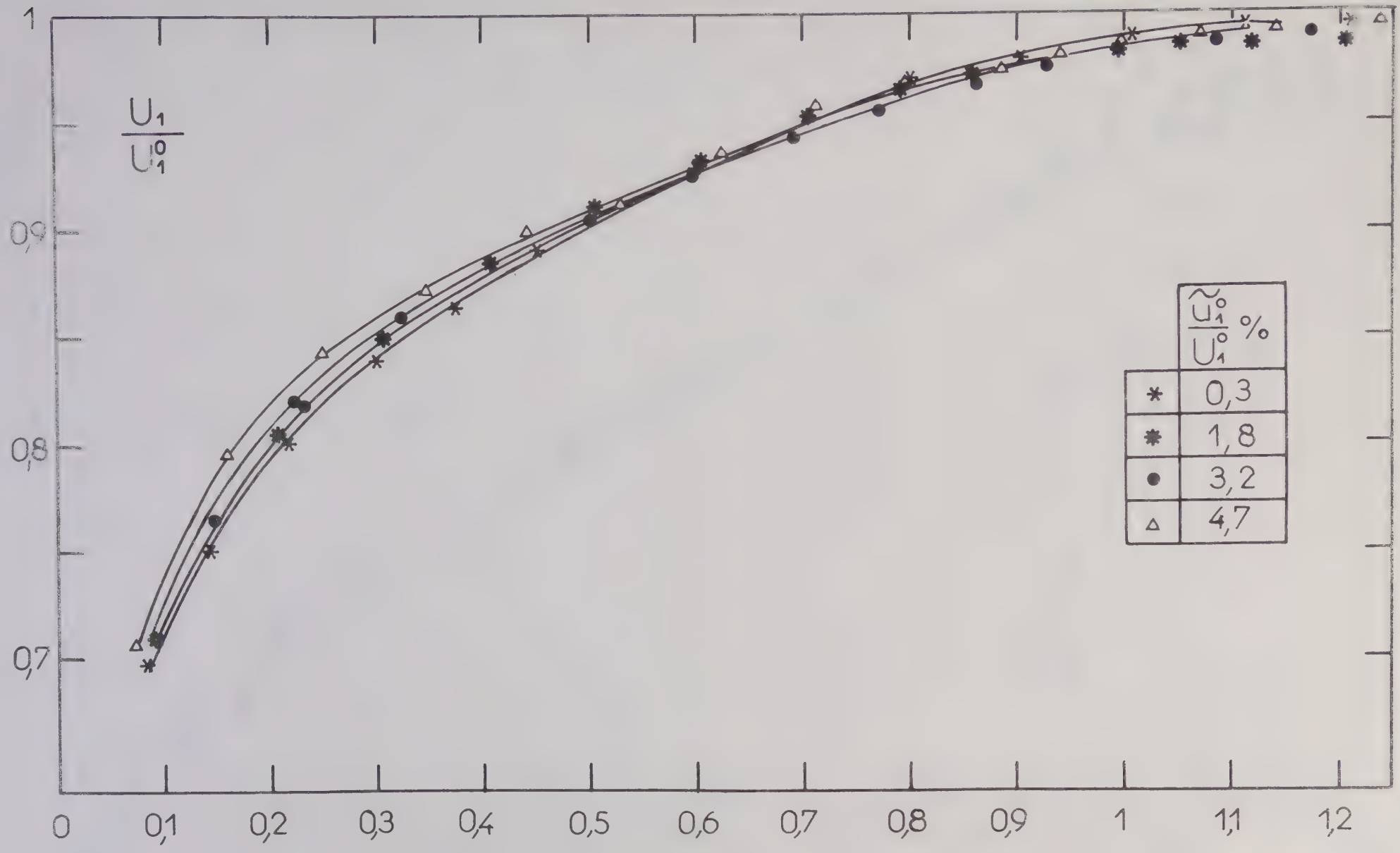


Fig.13_Profils des vitesses moyennes_

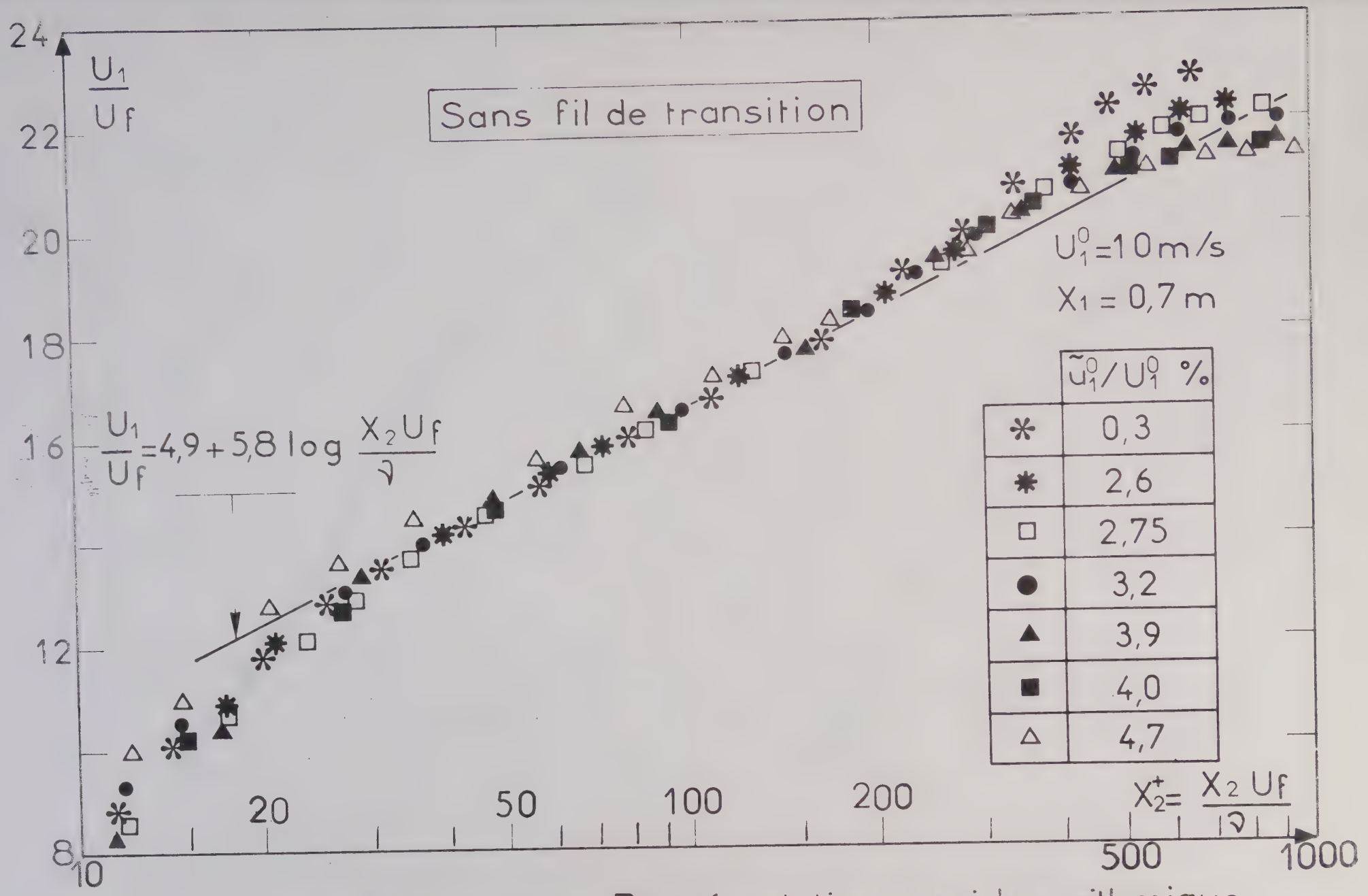


Fig 14 .Vitesses moyennes. Représentation semi. logarithmique

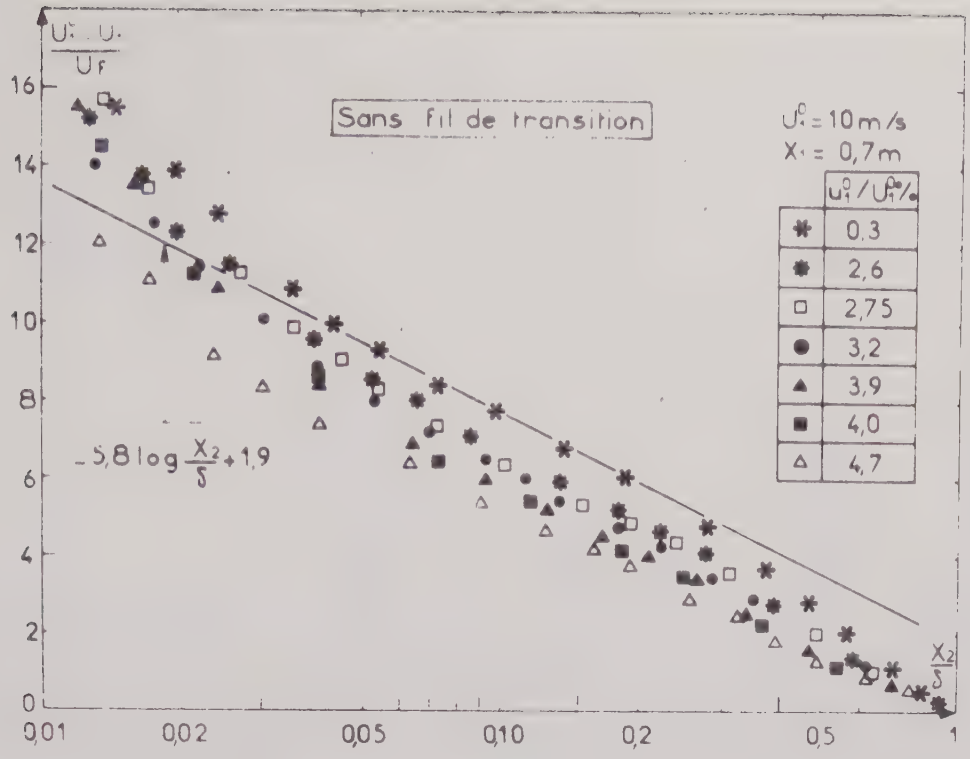


Fig.15_Profils de vitesses moyennes déficitaires_

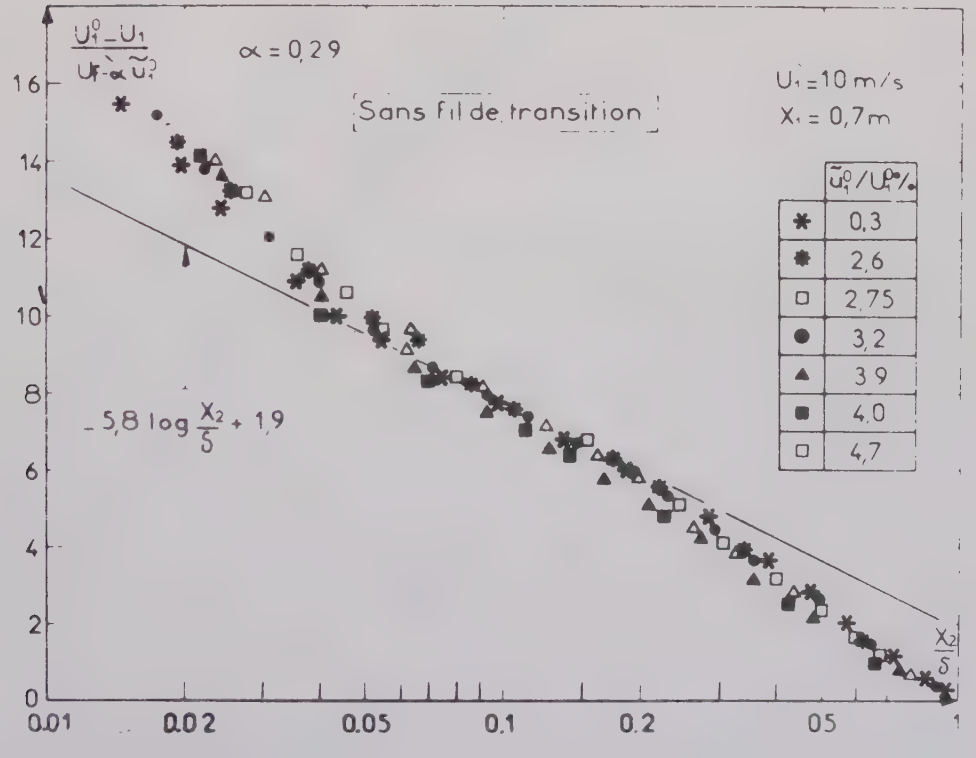


Fig 16_Regroupement des profils de vitesses moyennes déficitaires_

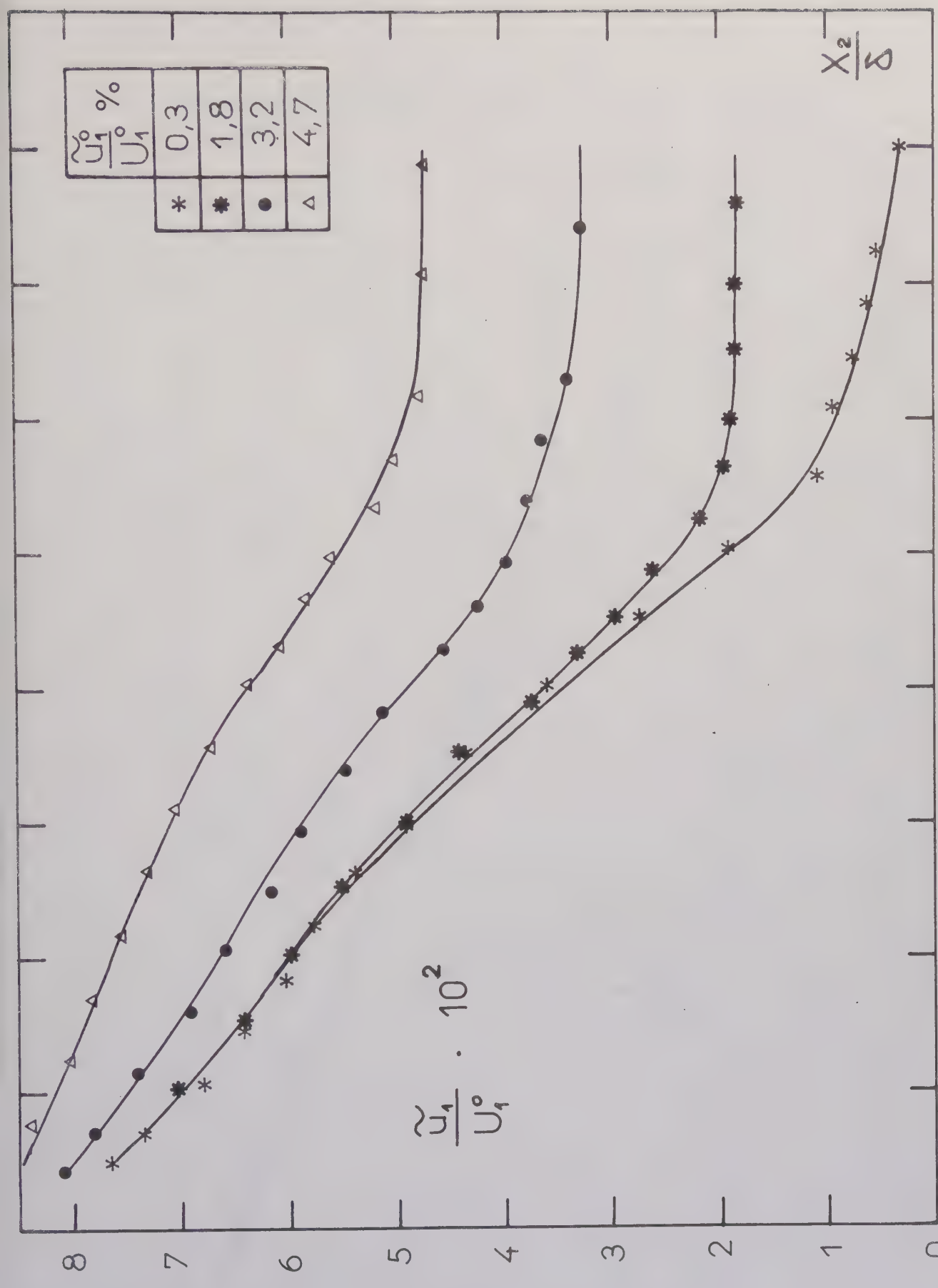


Fig. 17_ Intensités des fluctuations u_1 dans la couche limite.

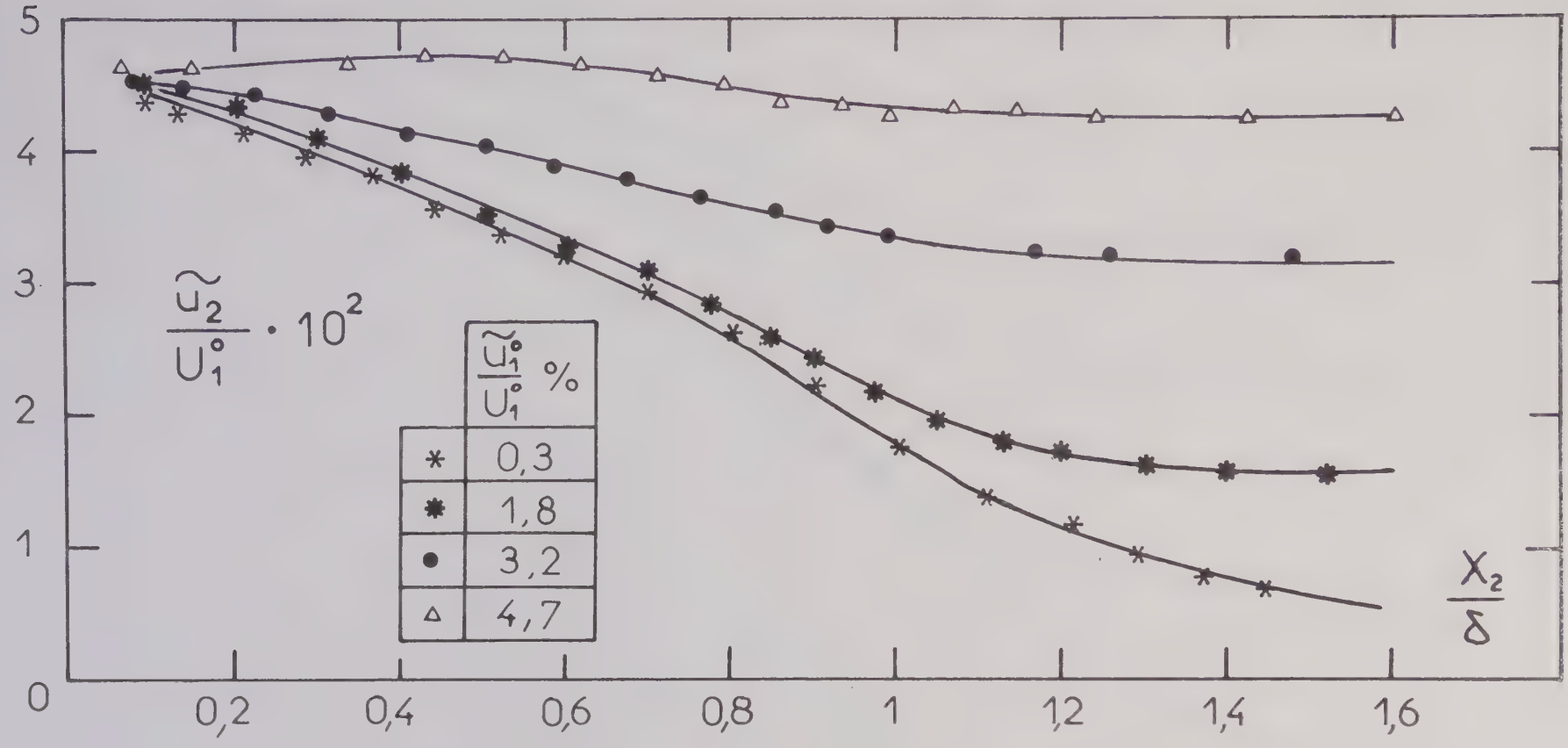


Fig. 18_Intensités des fluctuations u_2 dans la couche limite_

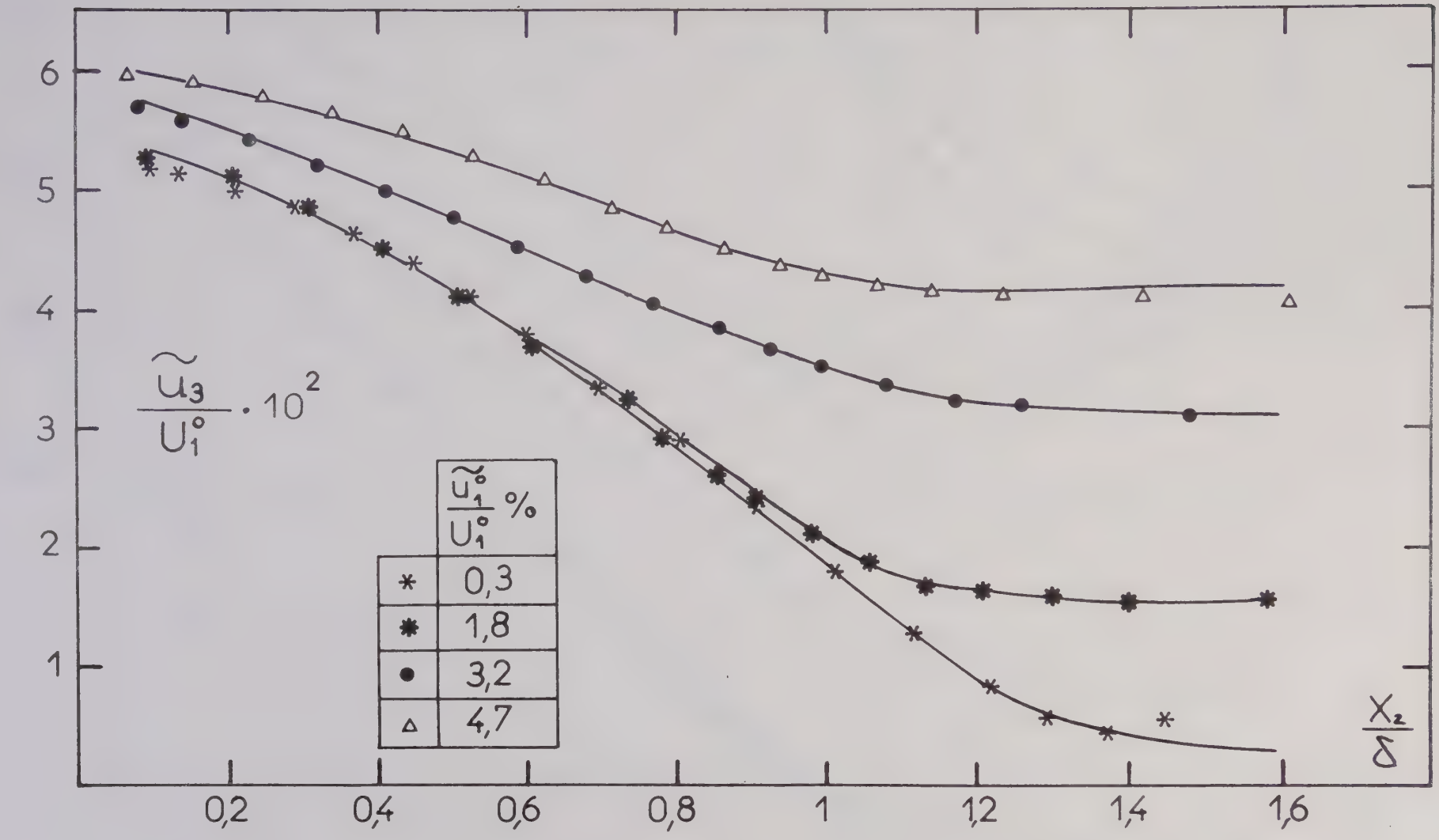


Fig. 19_ Intensités des fluctuations u_3 dans la couche limite_

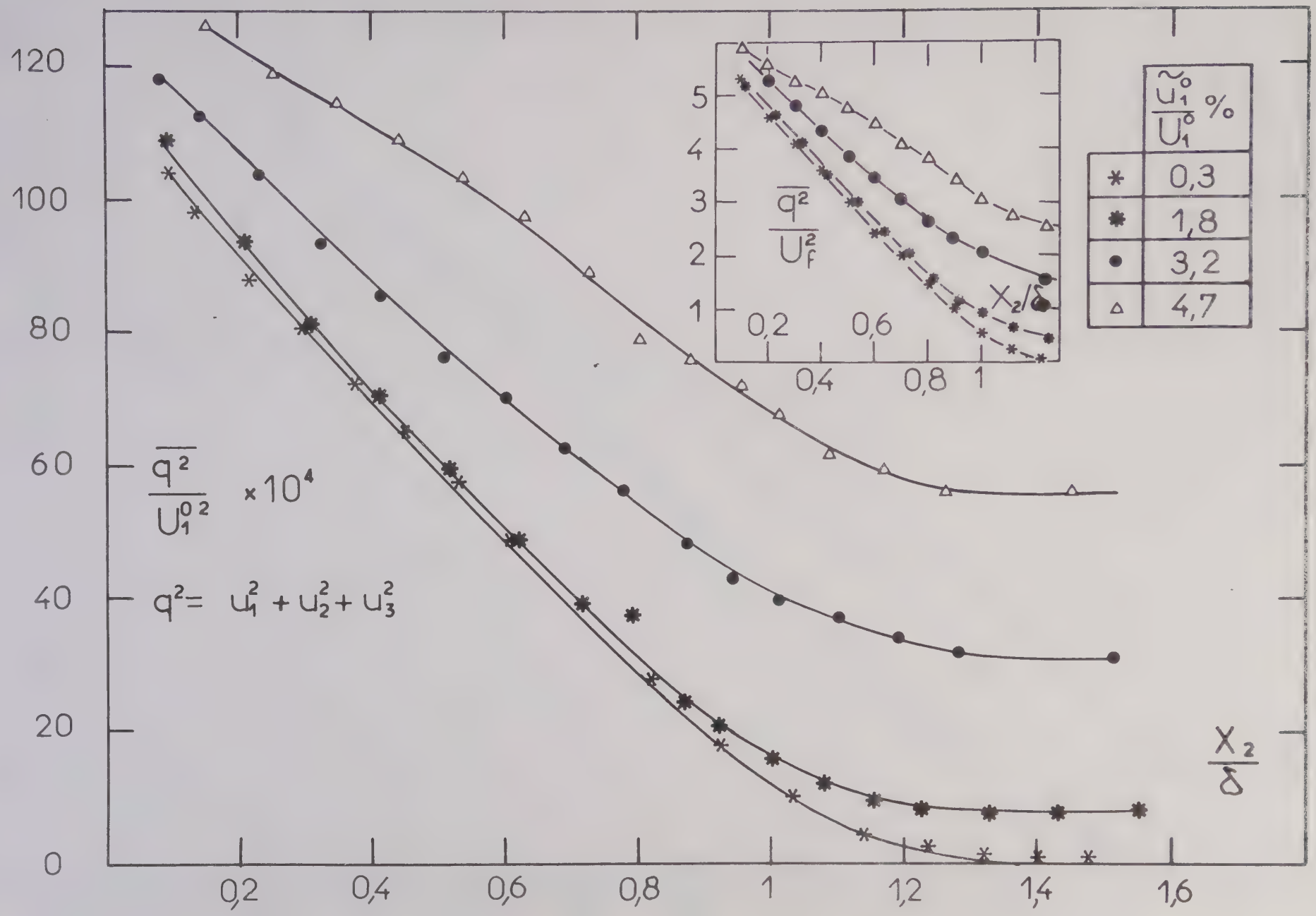


Fig. 20 - Distributions de l'énergie cinétique turbulente.

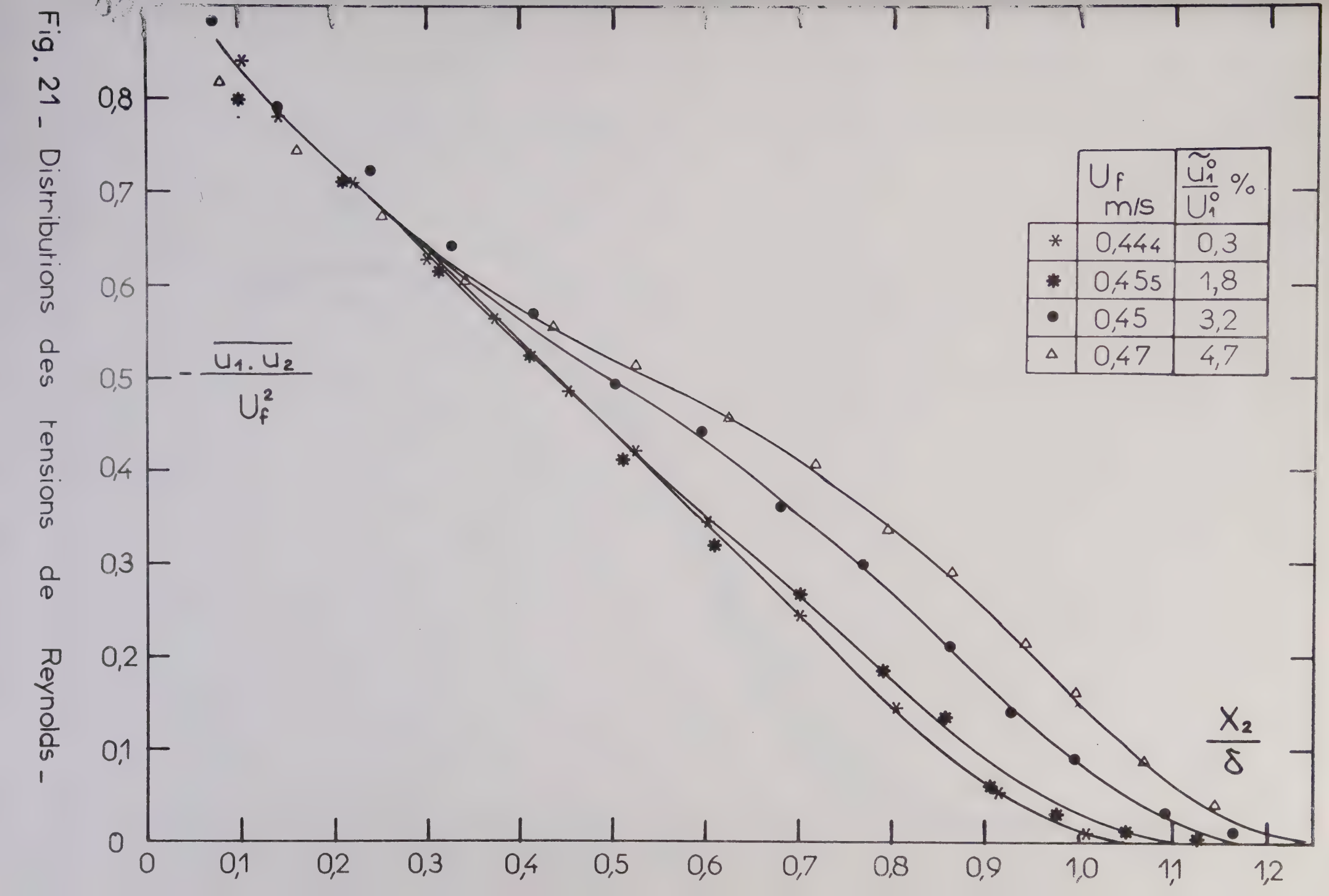


Fig. 21 - Distributions des tensions de Reynolds -

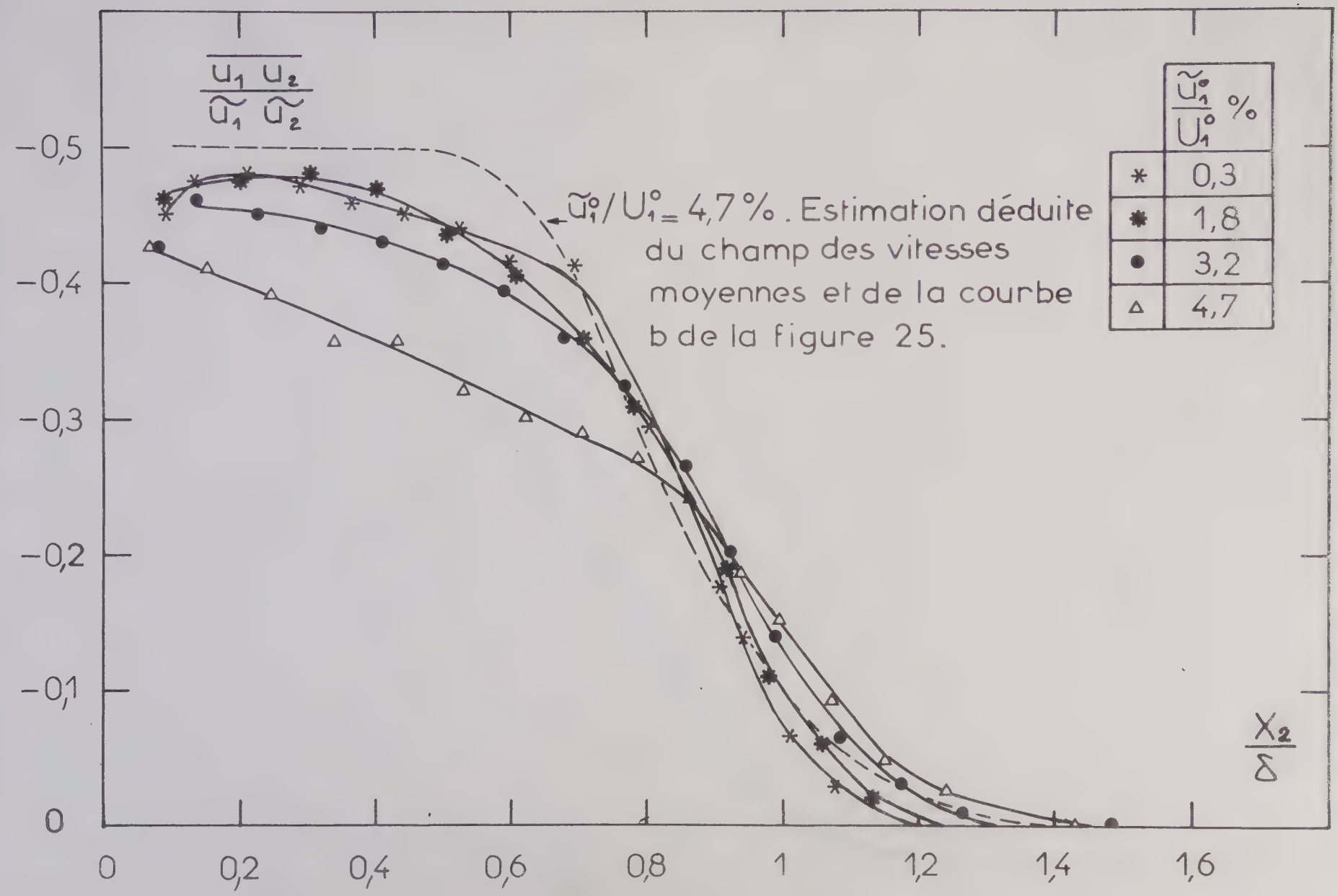


Fig.22 Coefficient de corrélation des fluctuations u_1 et u_2

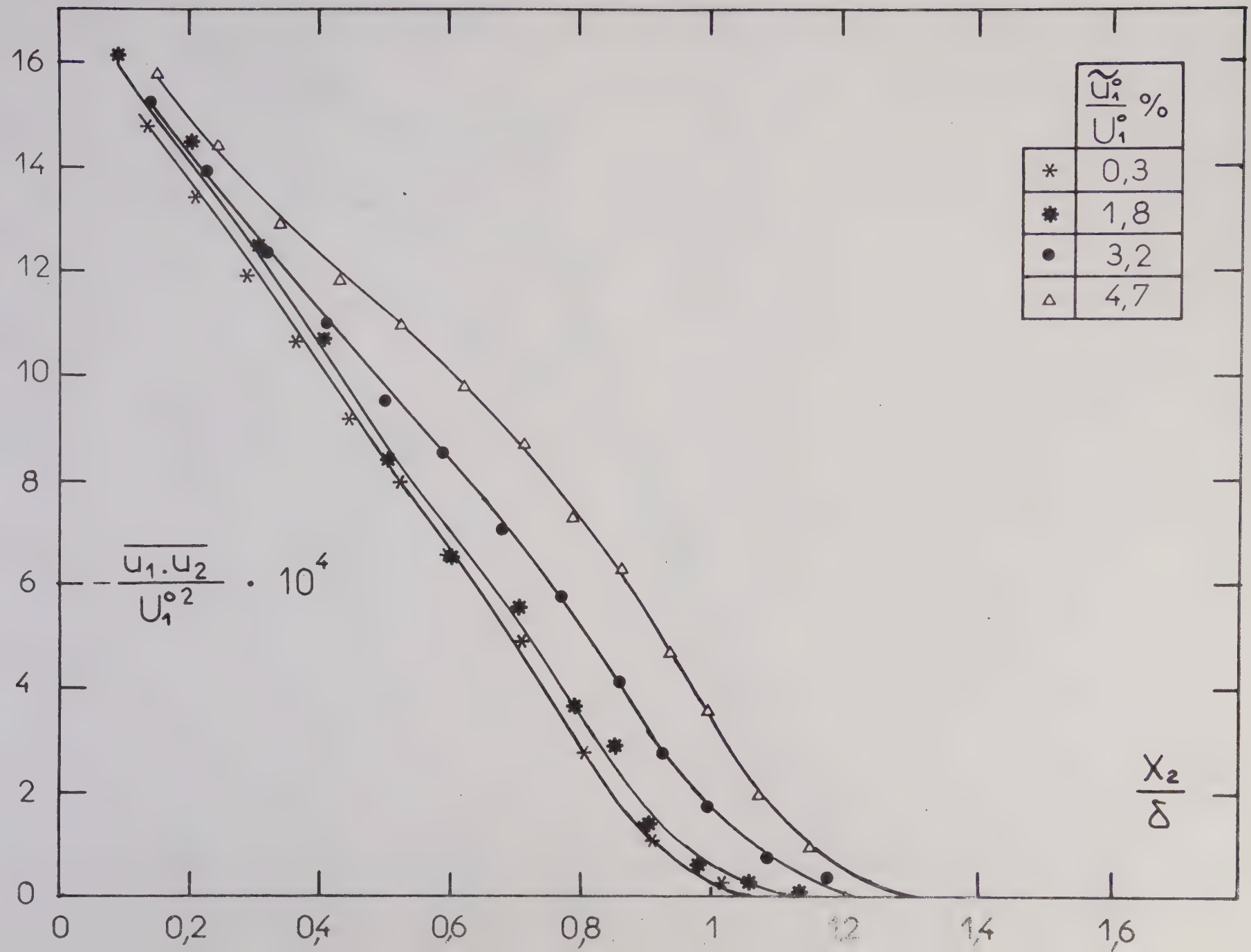


Fig. 23_Tensions de Reynolds. Représentation en $-\overline{u_1 u_2}/U_1^{\circ 2}$ -

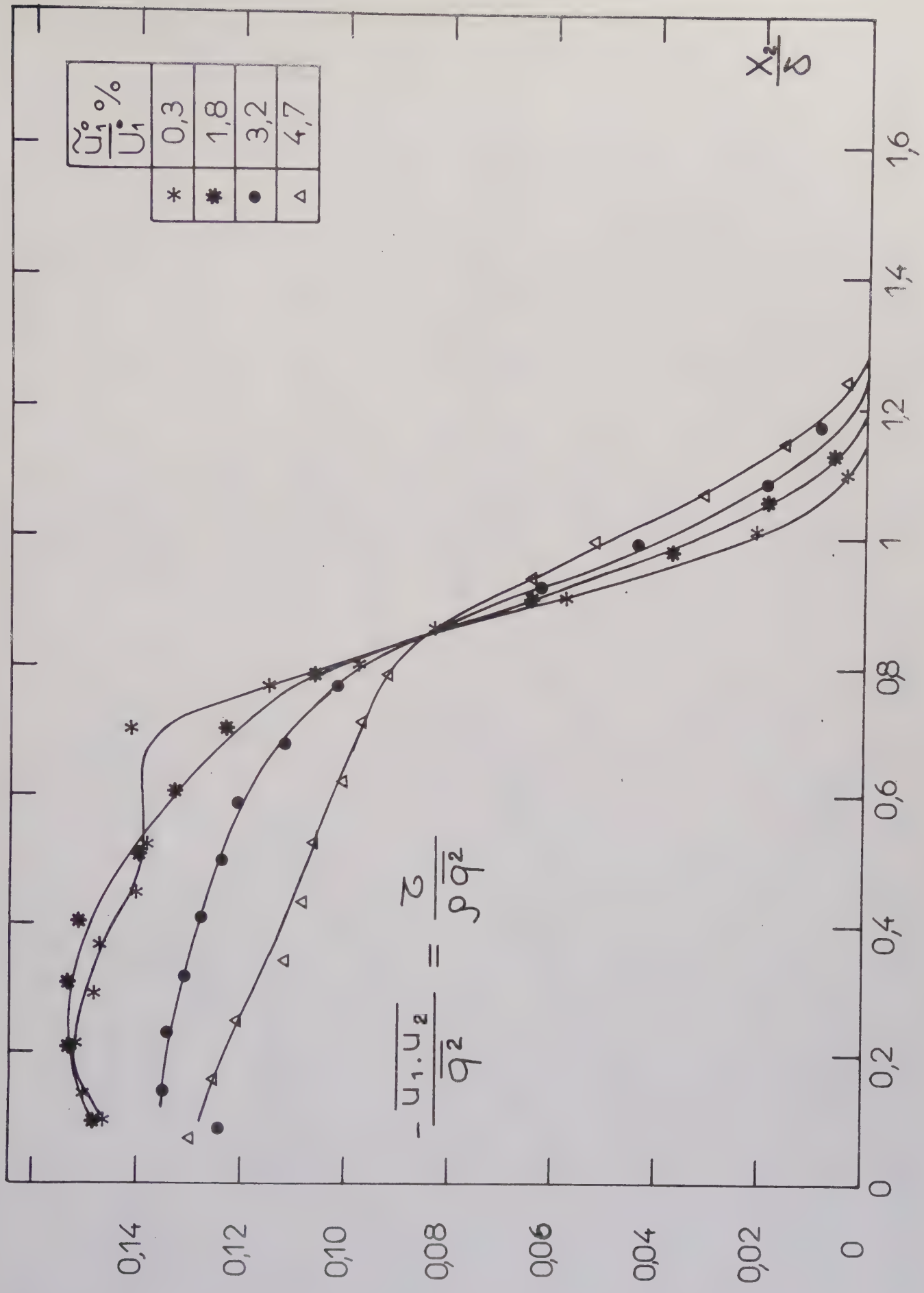


Fig.24-Rapport de la tension de Reynolds par l'énergie cinétique turbulente.

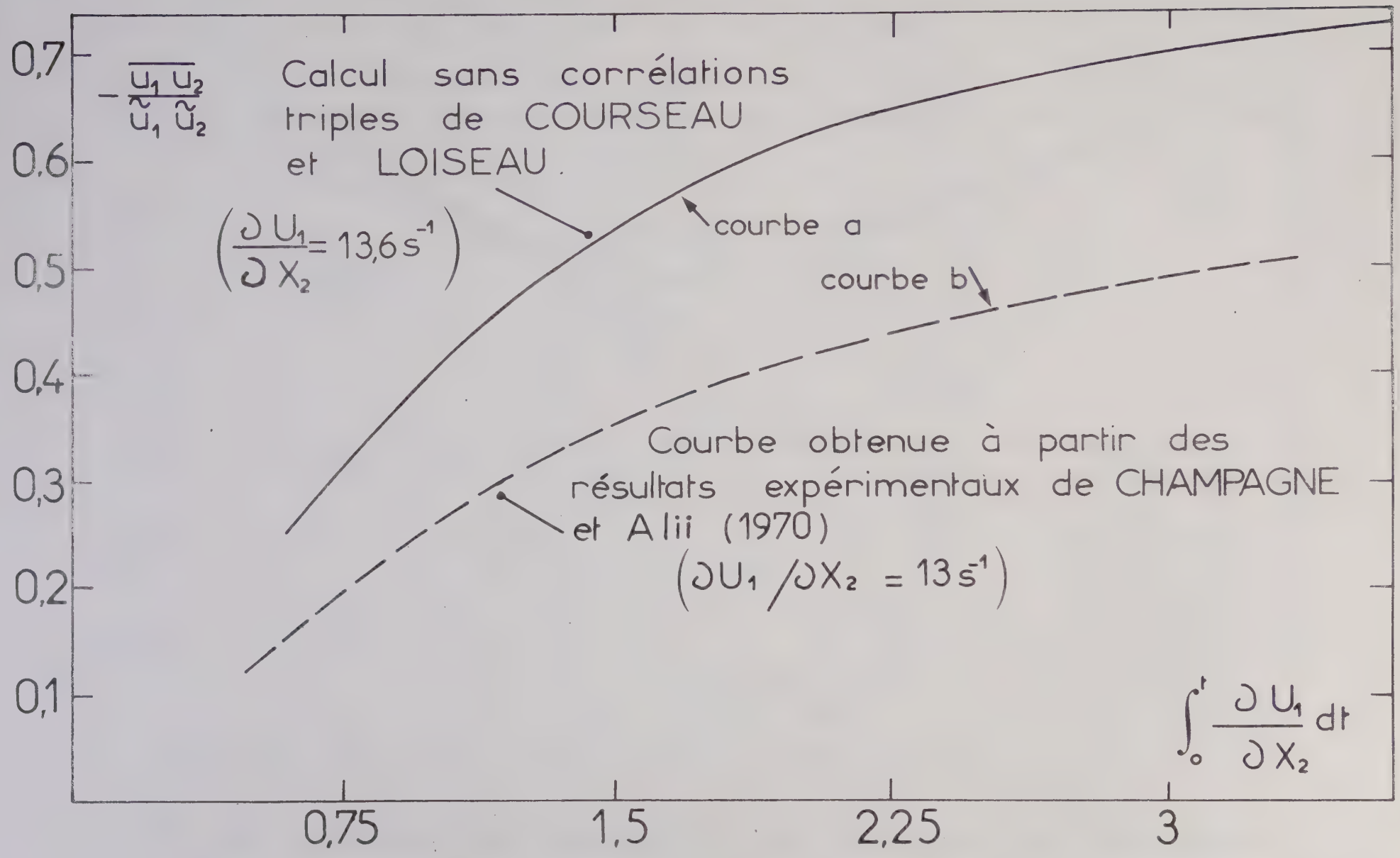


Fig. 25 - Coefficient $R_{u_1 u_2}$ fonction de l'intégrale des déformations moyennes -

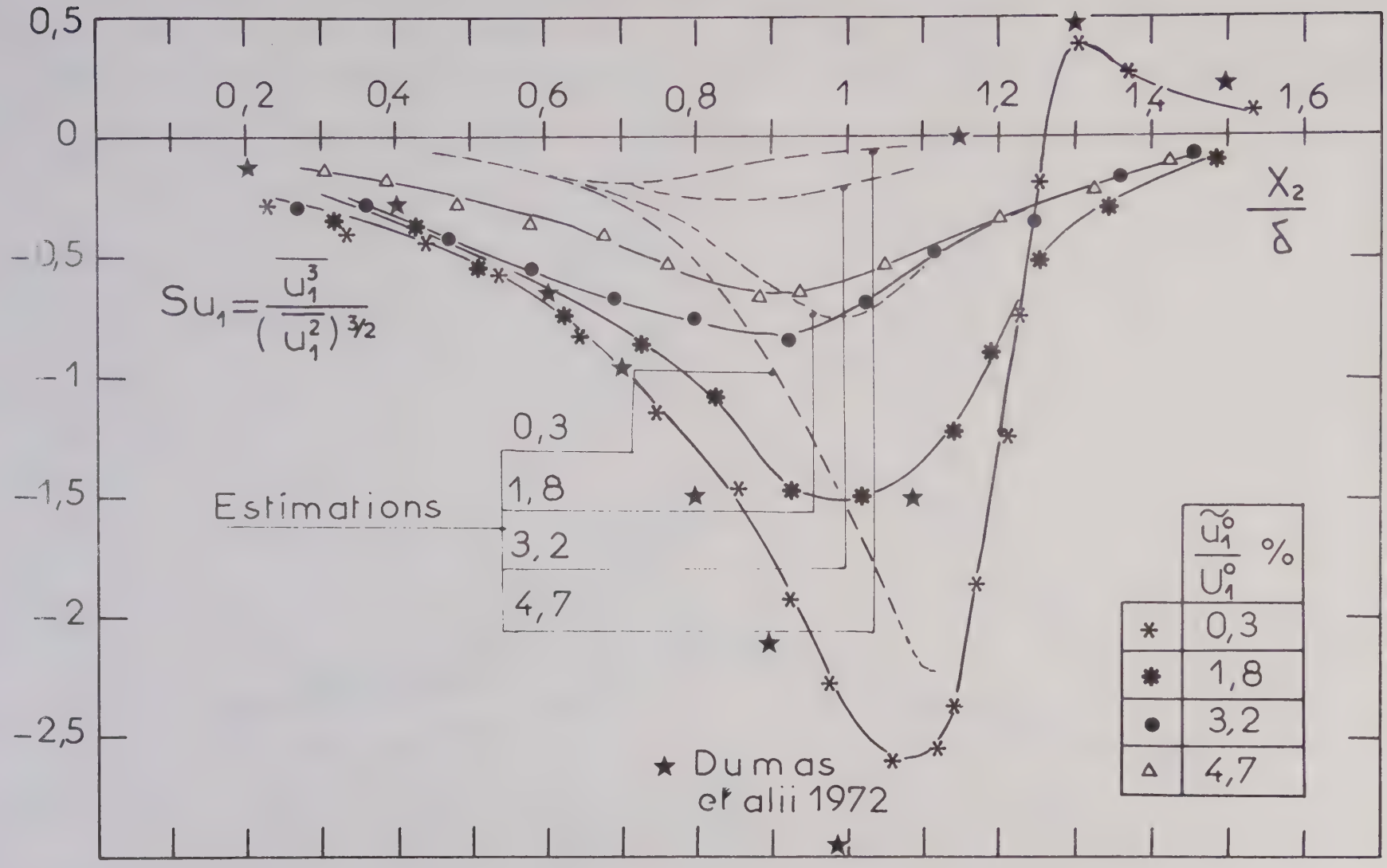


Fig. 26 _ Coefficient de dissymétrie de la fluctuation, u_1, longitudinale de la vitesse _

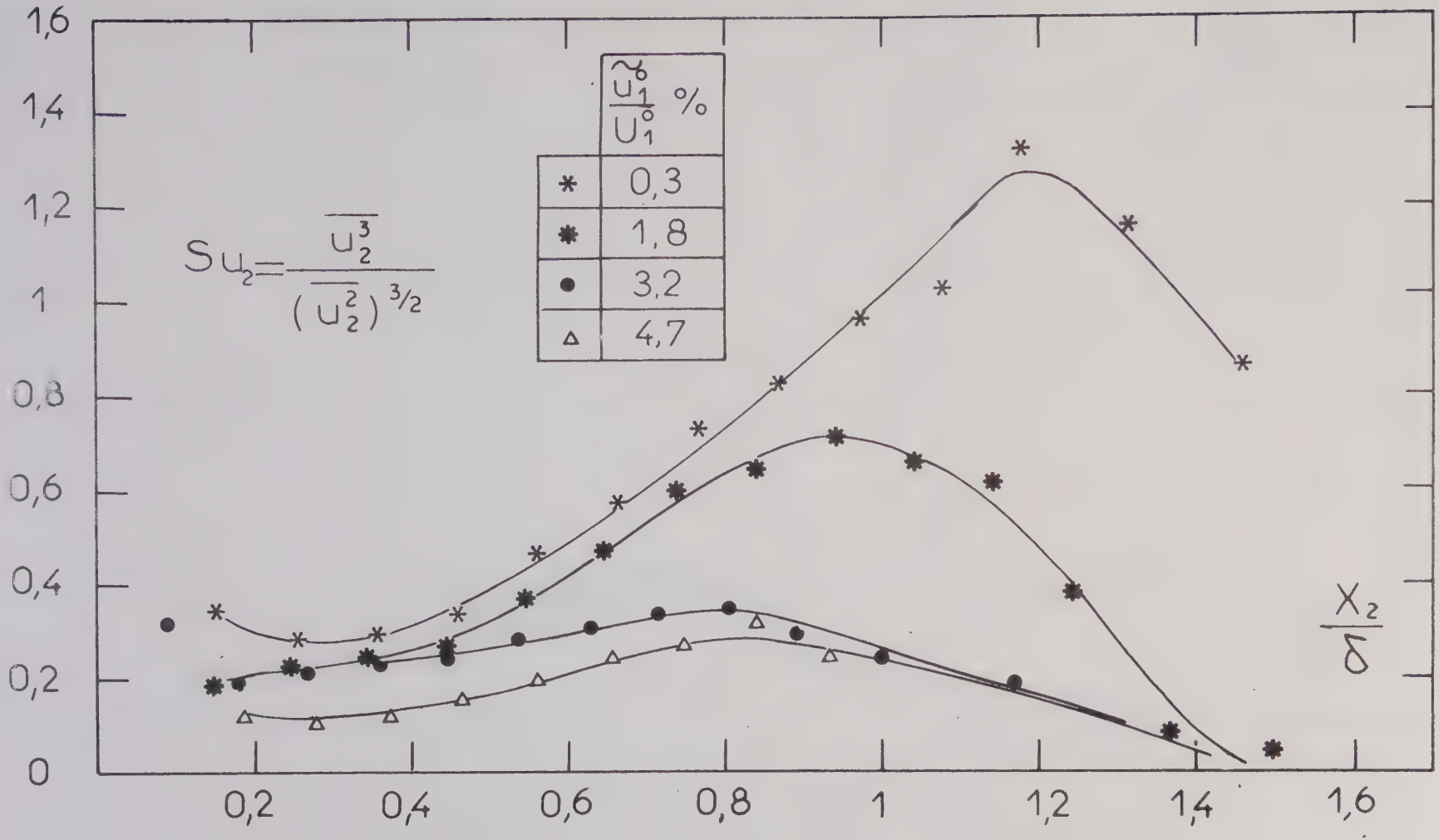


Fig. 27 _ Coefficient de dissymétrie de la fluctuation , u_2 , transversale de la vitesse _

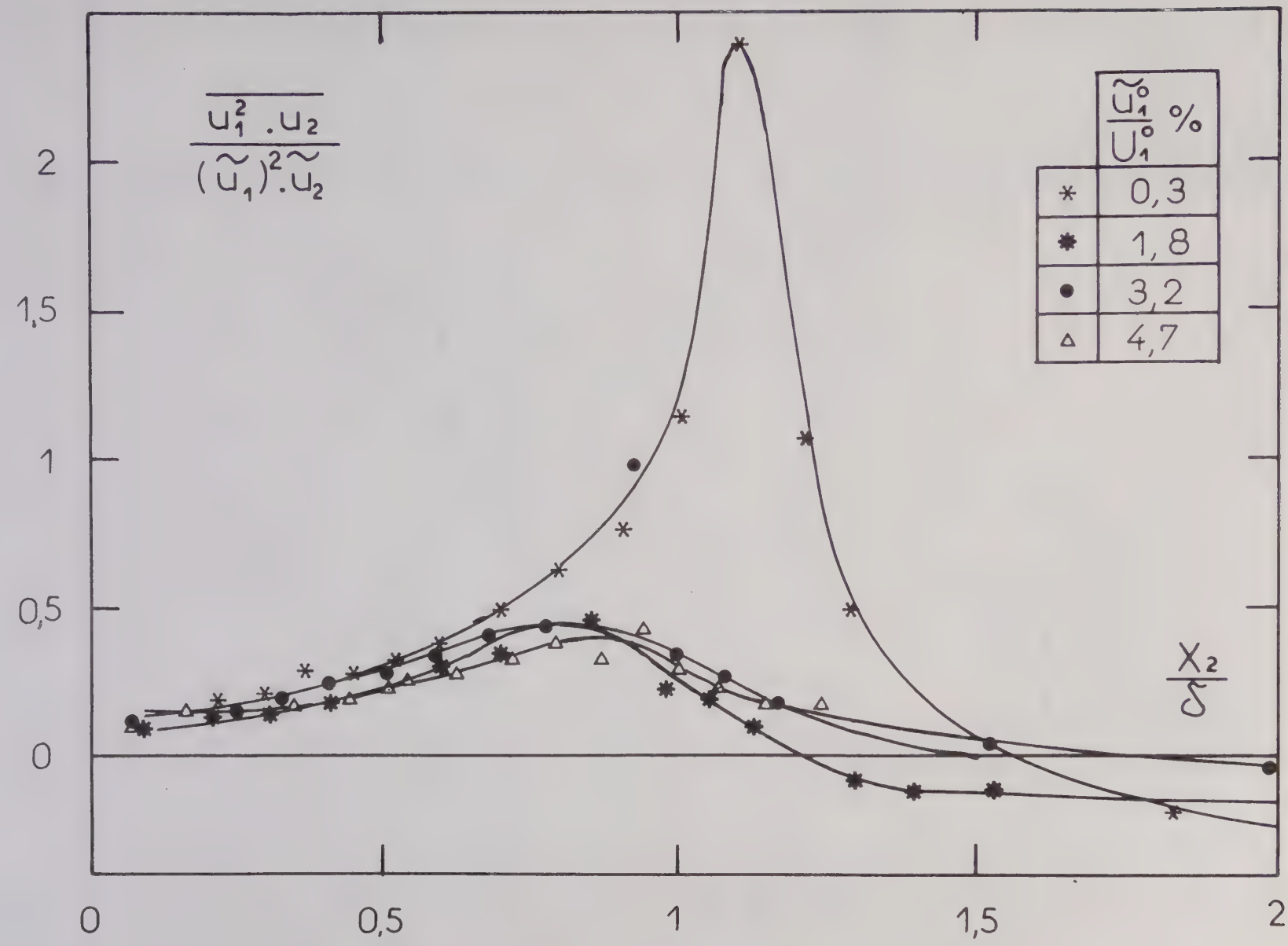


Fig. 28 - Coefficient de corrélation de u_1^2 et u_2 .

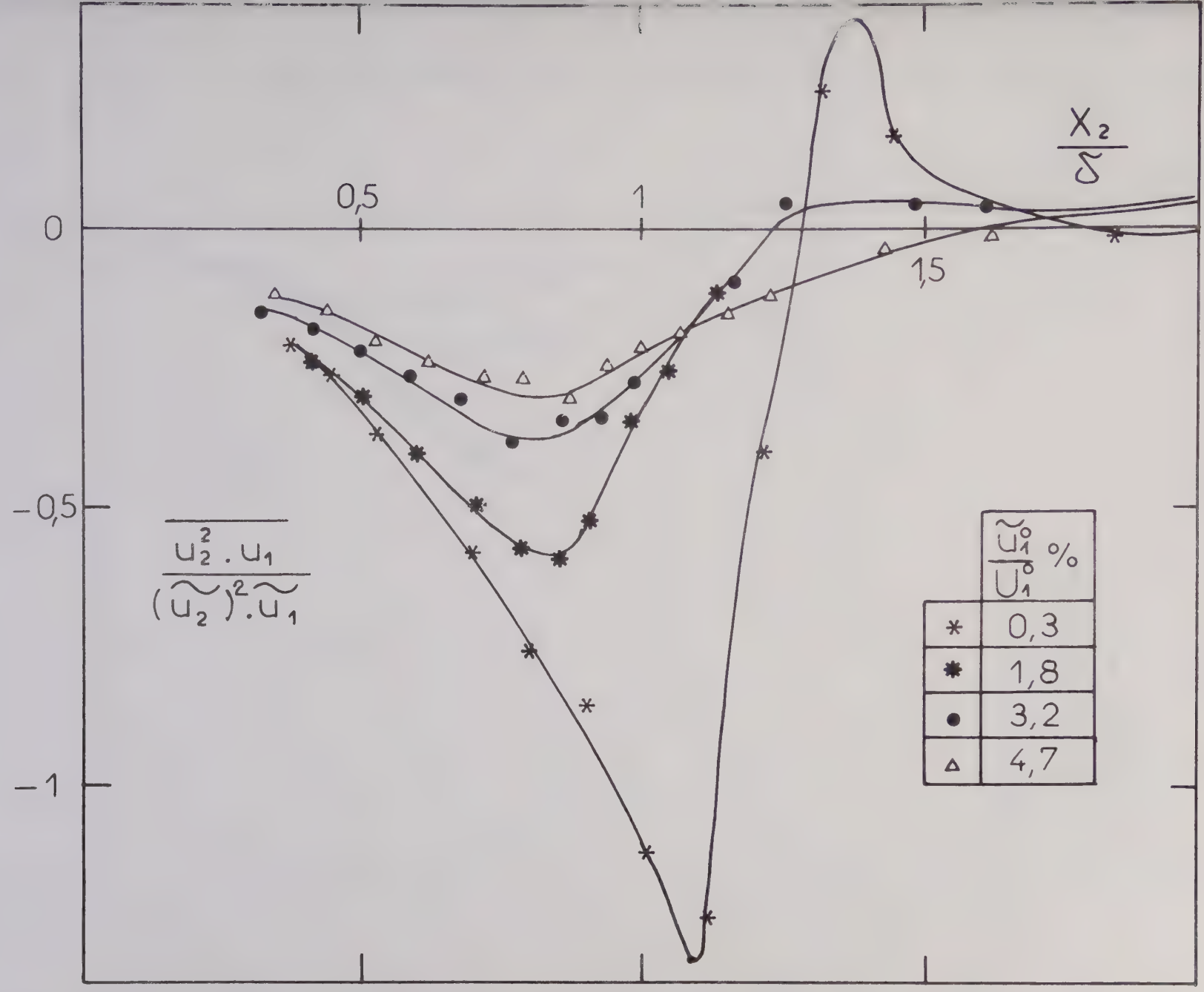


Fig. 29 - Coefficient de corrélation de u_2^2 et u_1 .

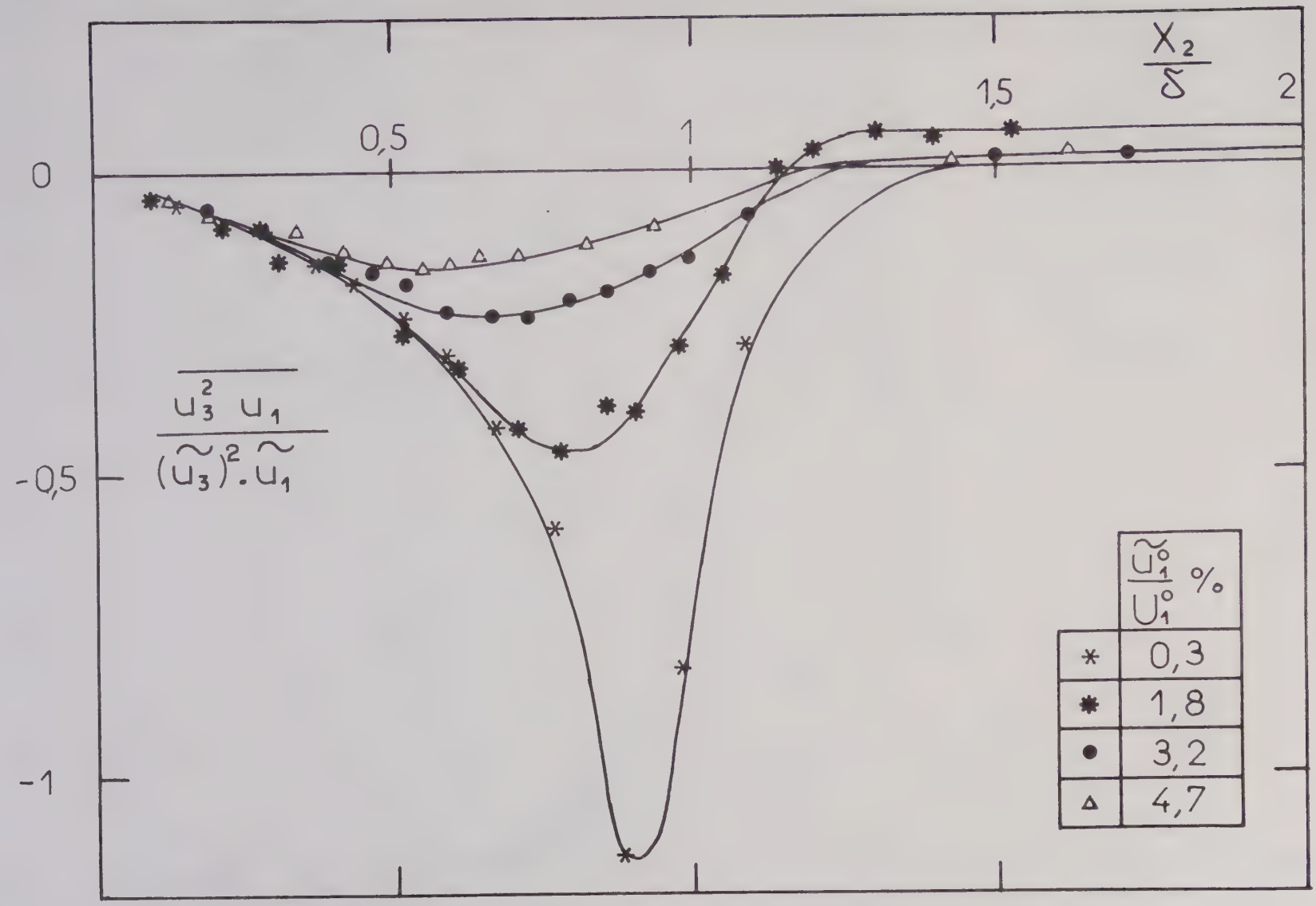


Fig. 30 - Coefficient de corrélation de u_3^2 et u_1 .

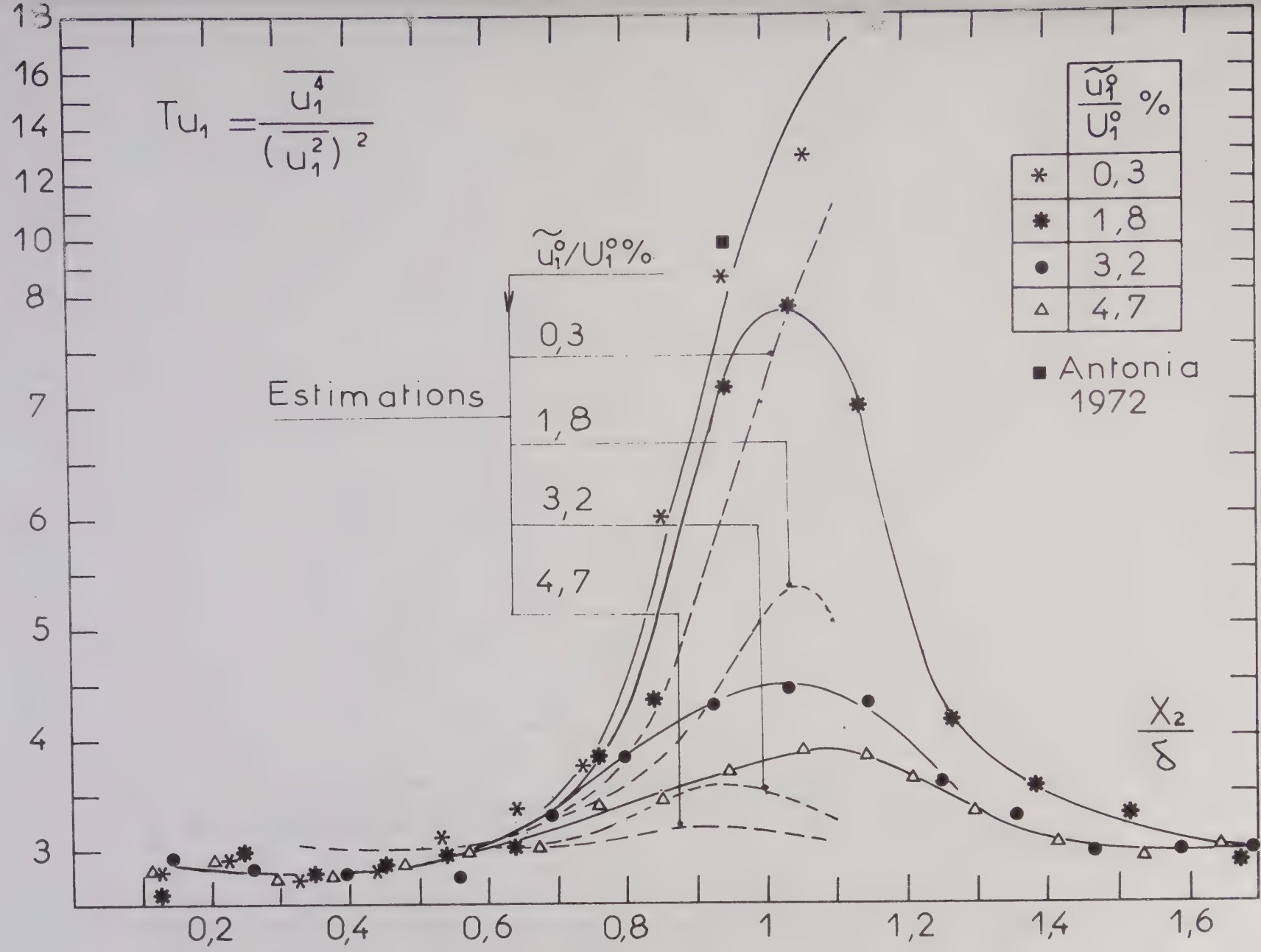


Fig. 31 — Coefficient d'aplatissement de la fluctuation, u_1, longitudinale de la vitesse —

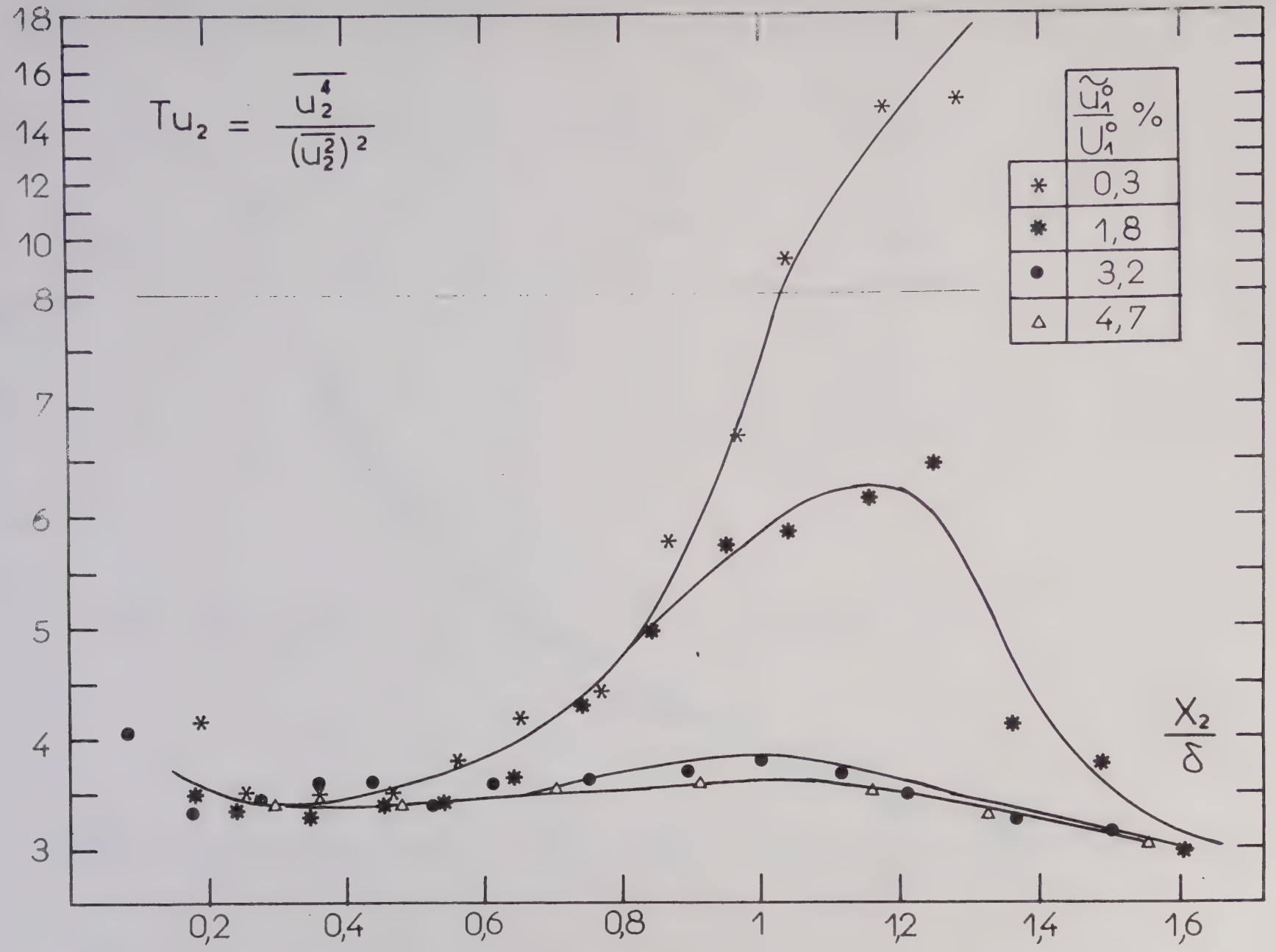


Fig. 32_Coefficient d'aplatissement de la composante u_2 de vitesse_

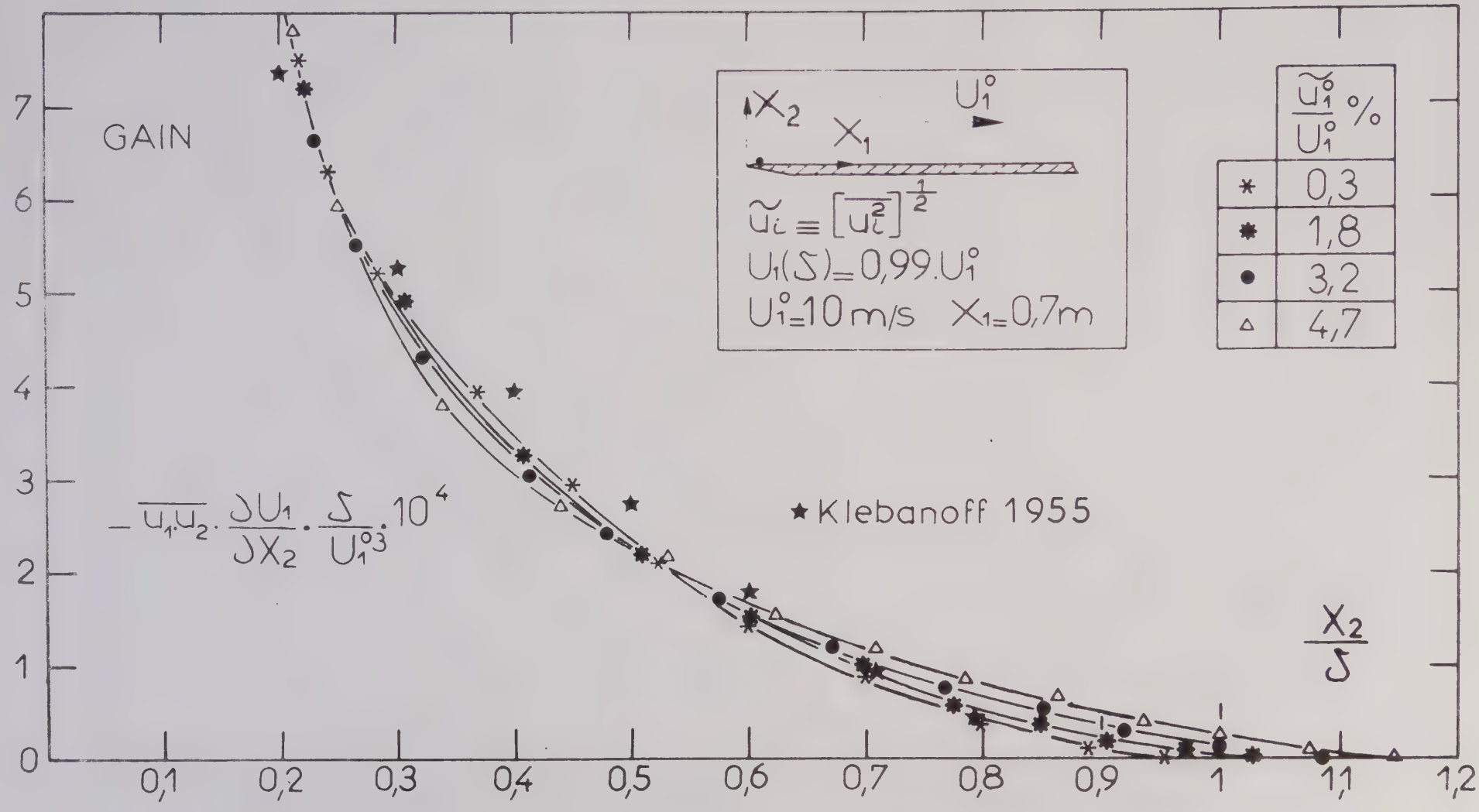


Fig. 33 _ Production de l'énergie cinétique turbulente _

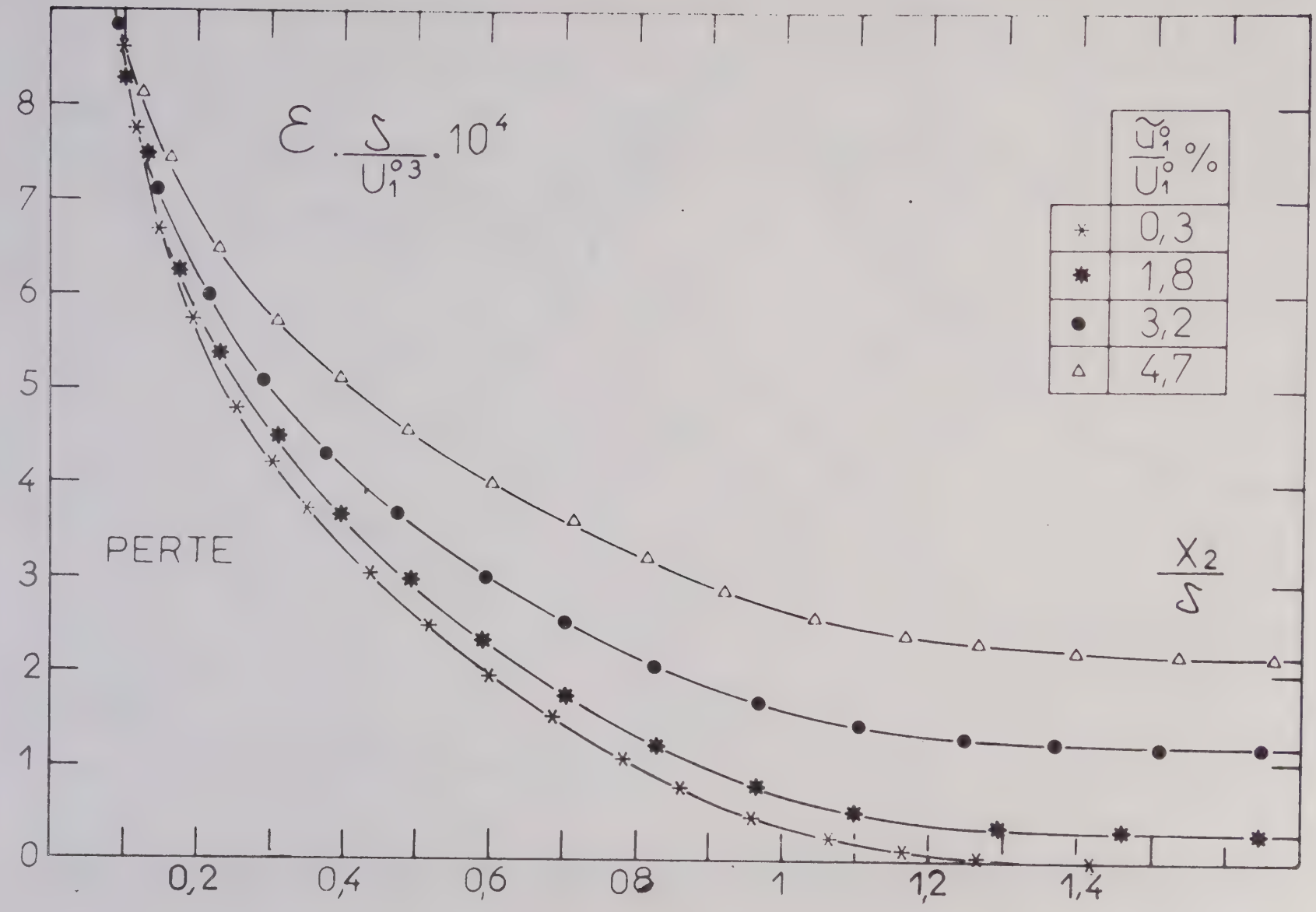


Fig. 34_ Dissipation de l'énergie cinétique turbulente _

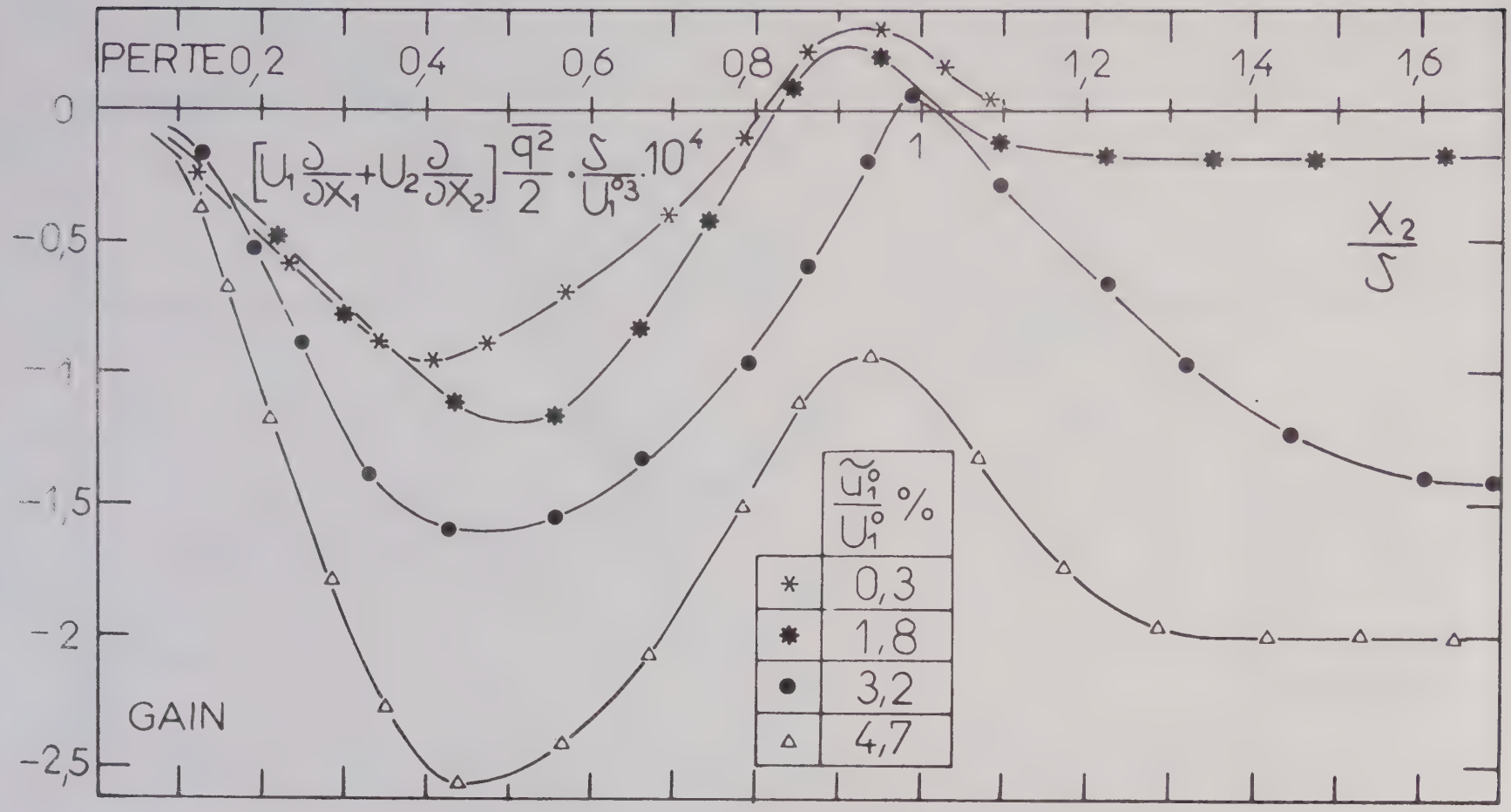


Fig. 35 - Convection de l'énergie cinétique turbulente $q^2/2$ -

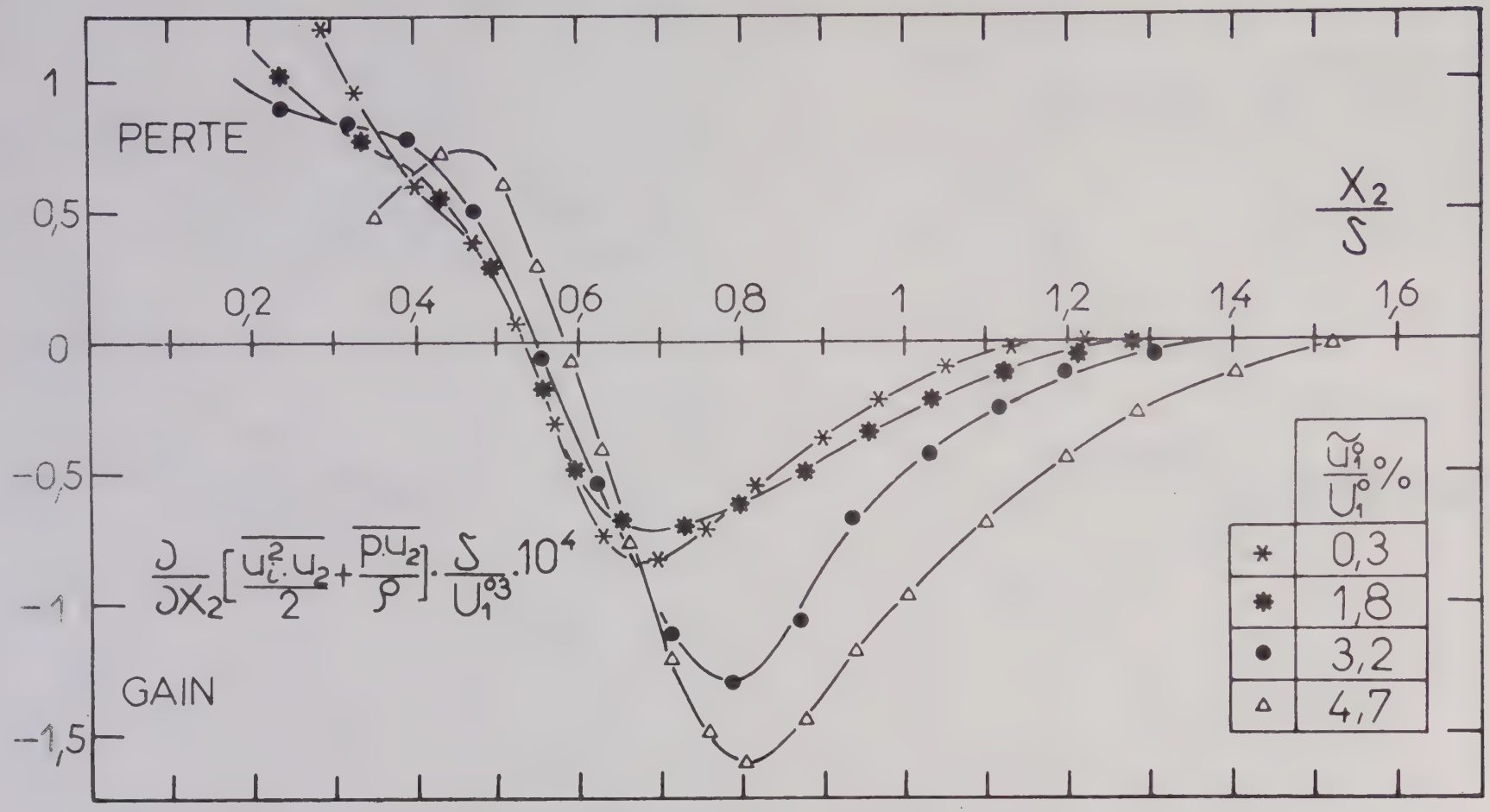
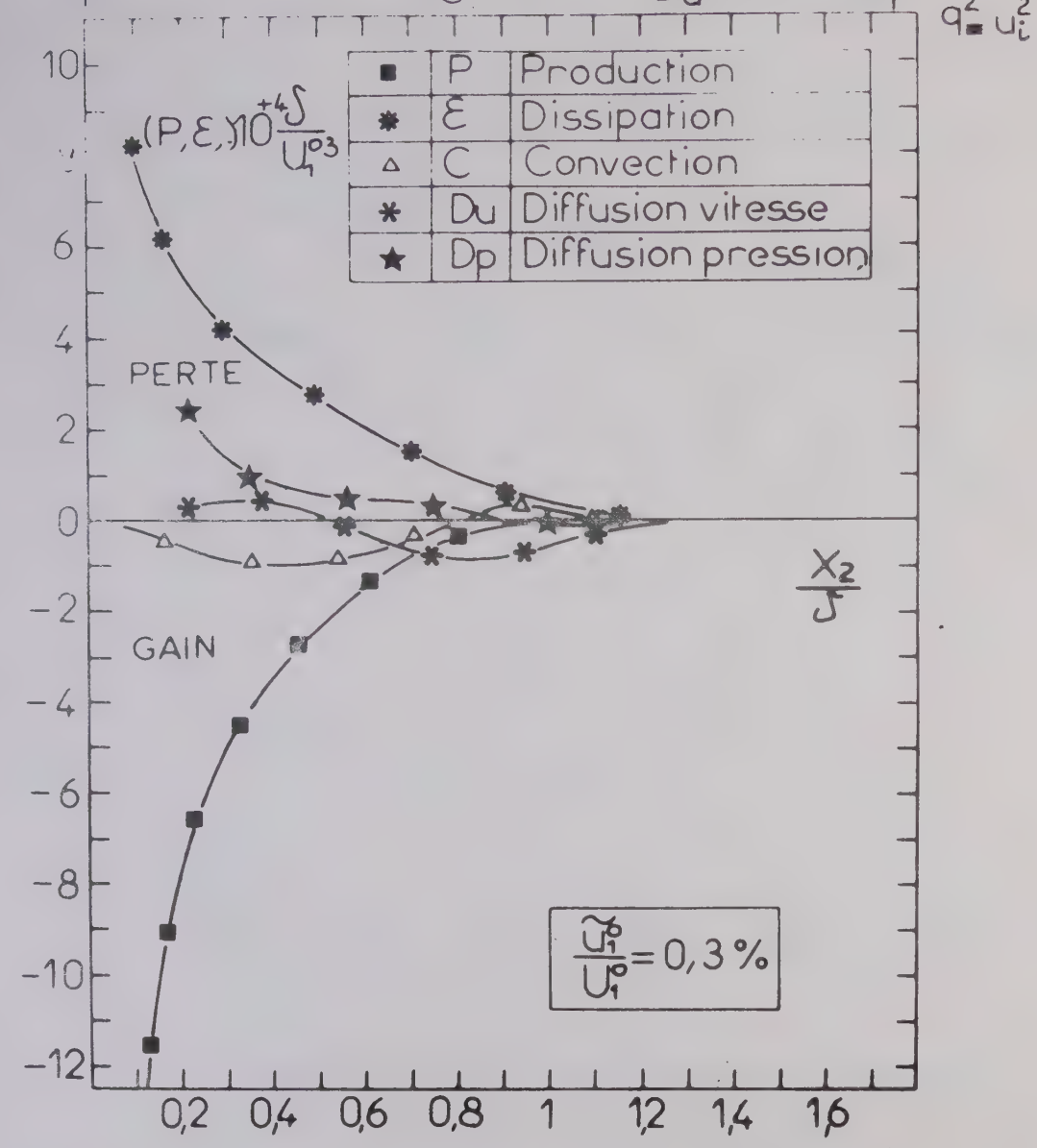


Fig. 36_Terme global de diffusion de l'énérgie cinétique $\overline{q^2}/2$_

$$\underbrace{\overline{u_1 u_2}\frac{\partial U_1}{\partial X_2}}_{P} + \varepsilon + \underbrace{\left[U_1\frac{\partial}{\partial X_1} + U_2\frac{\partial}{\partial X_2}\right]\frac{\overline{q^2}}{2}}_{C} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial X_2}\left(\frac{\overline{q^2 u_2}}{2}\right)}_{Du} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial X_2}\left(\frac{\overline{p u_2}}{\rho}\right)}_{Dp} = 0$$

$q^2 = u_i^2$



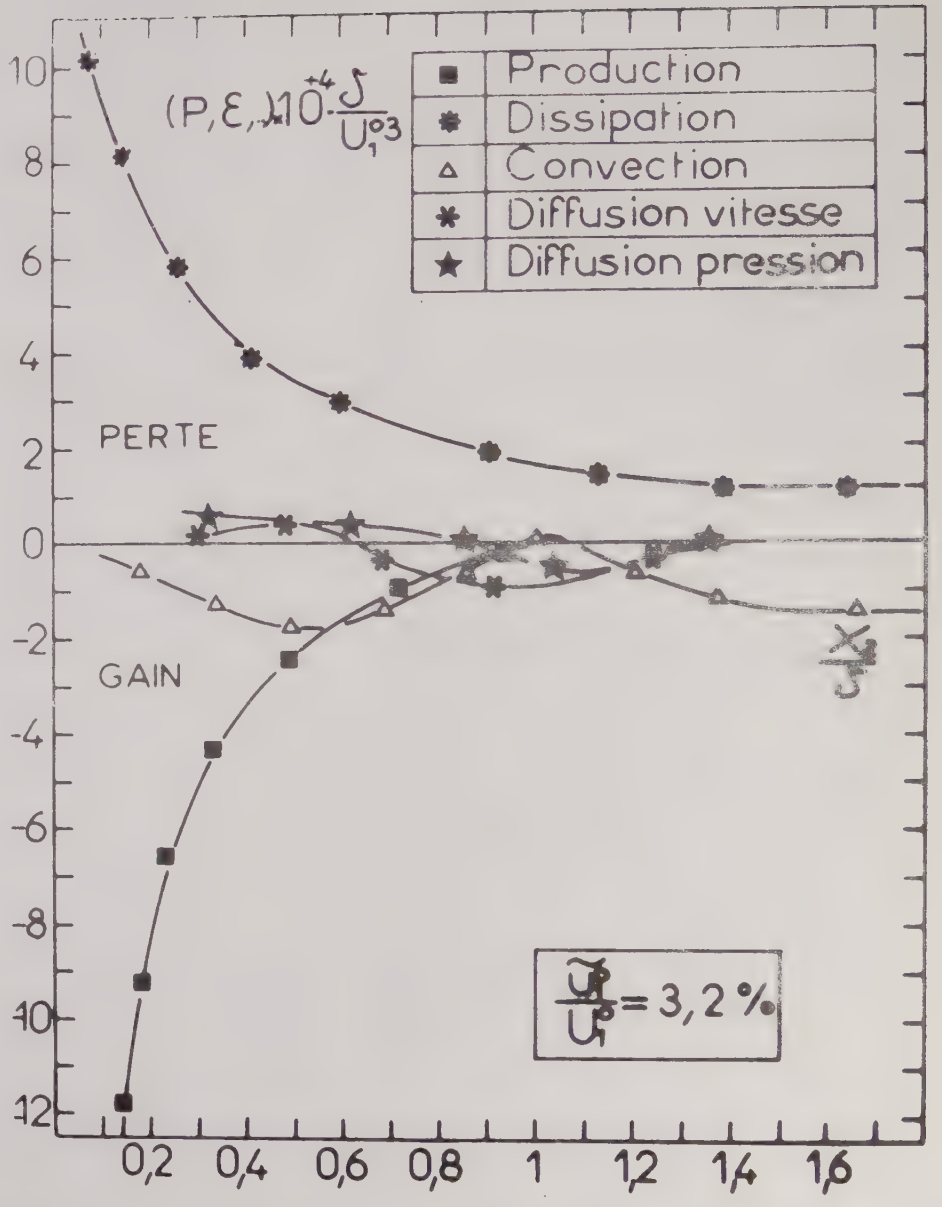


Fig. 37_ Comparaison des bilans de l'énergie $\overline{q^2}/2$ à différents $\tilde{u}_1^0/U_1^0$ (0,3 et 3,2 %)_

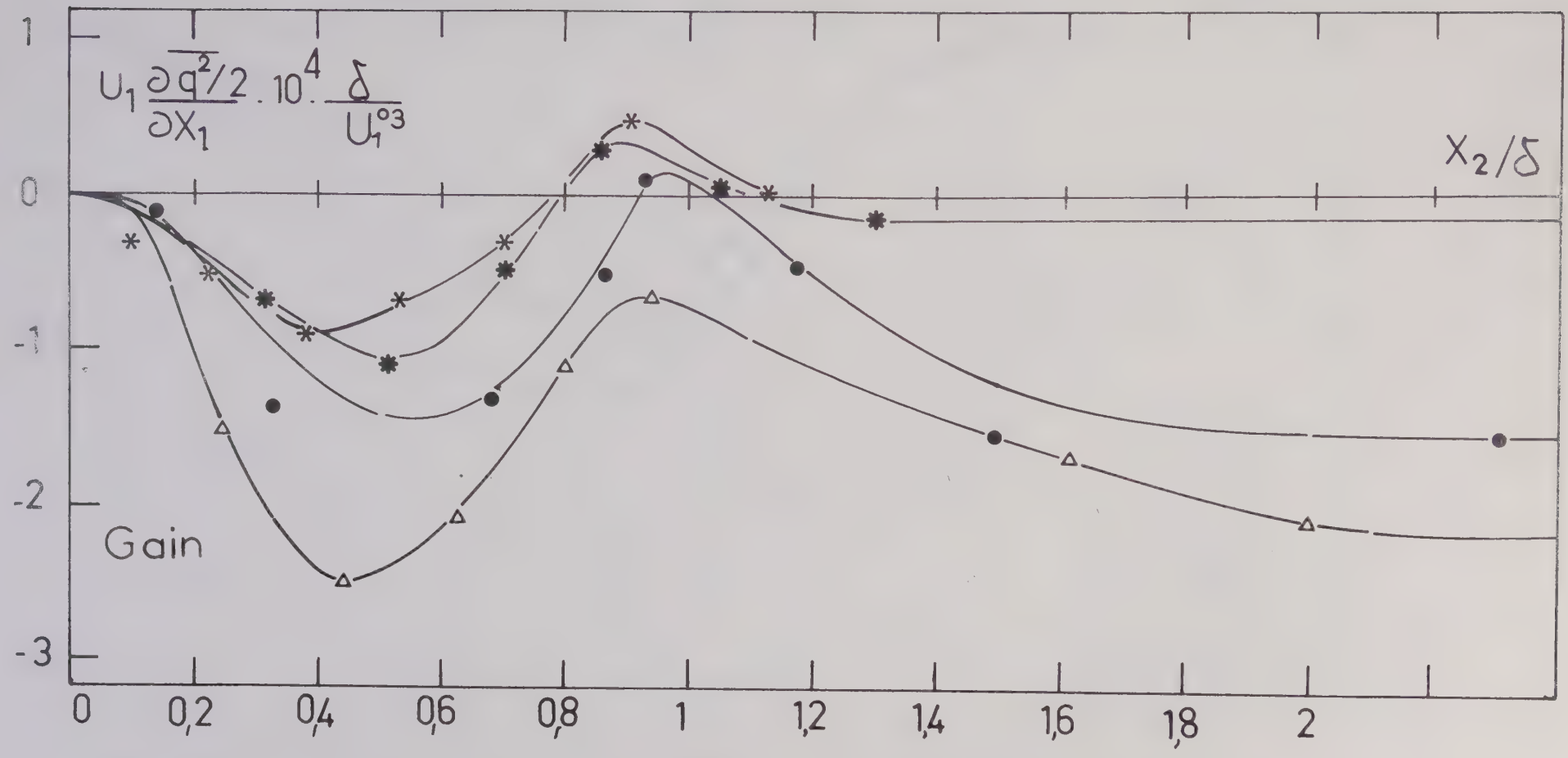


Fig. 38_ Convection longitudinale de l'énergie cinétique turbulente_

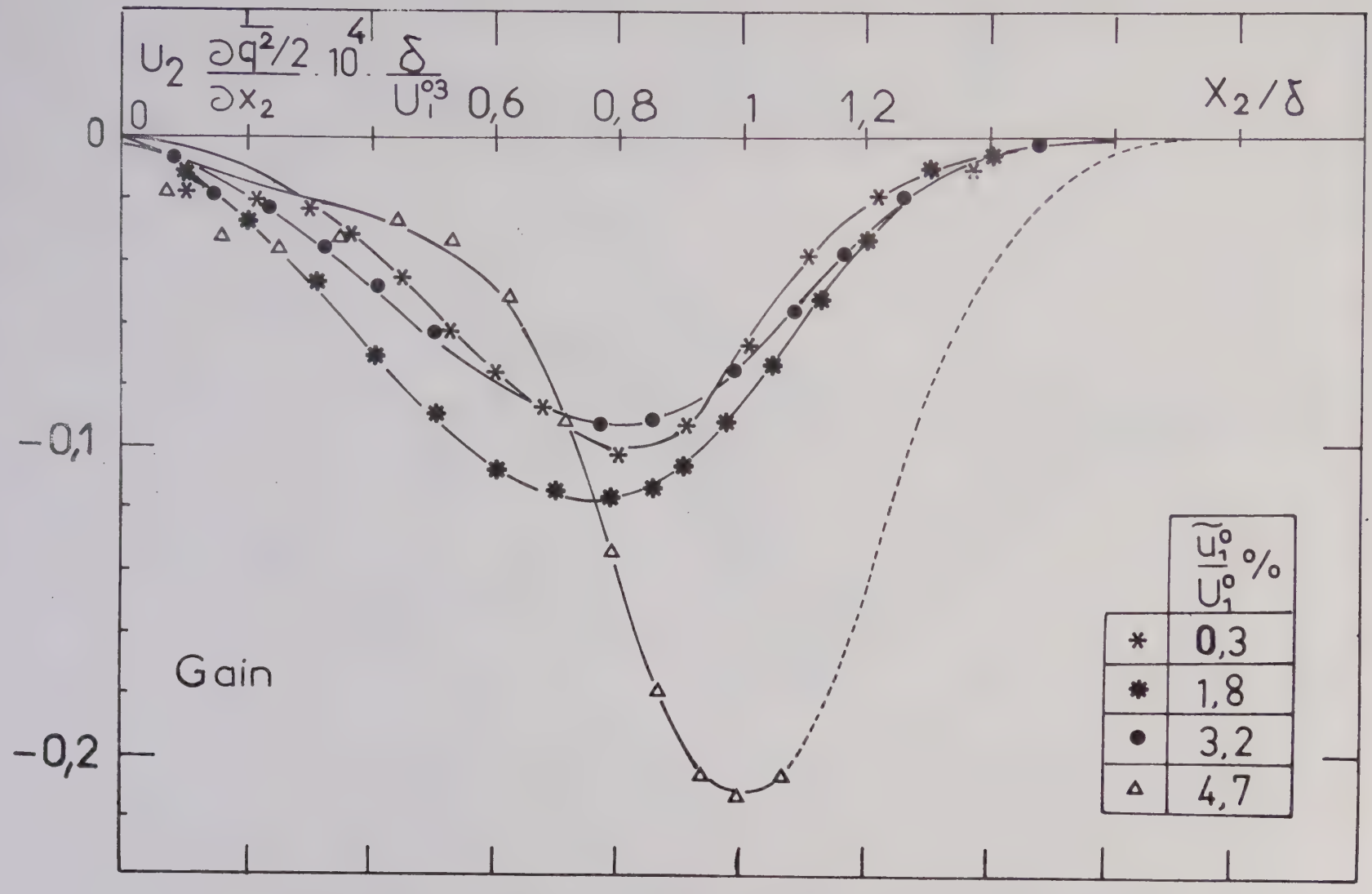


Fig. 39_ Convection transversale de l'énergie cinétique turbulente_

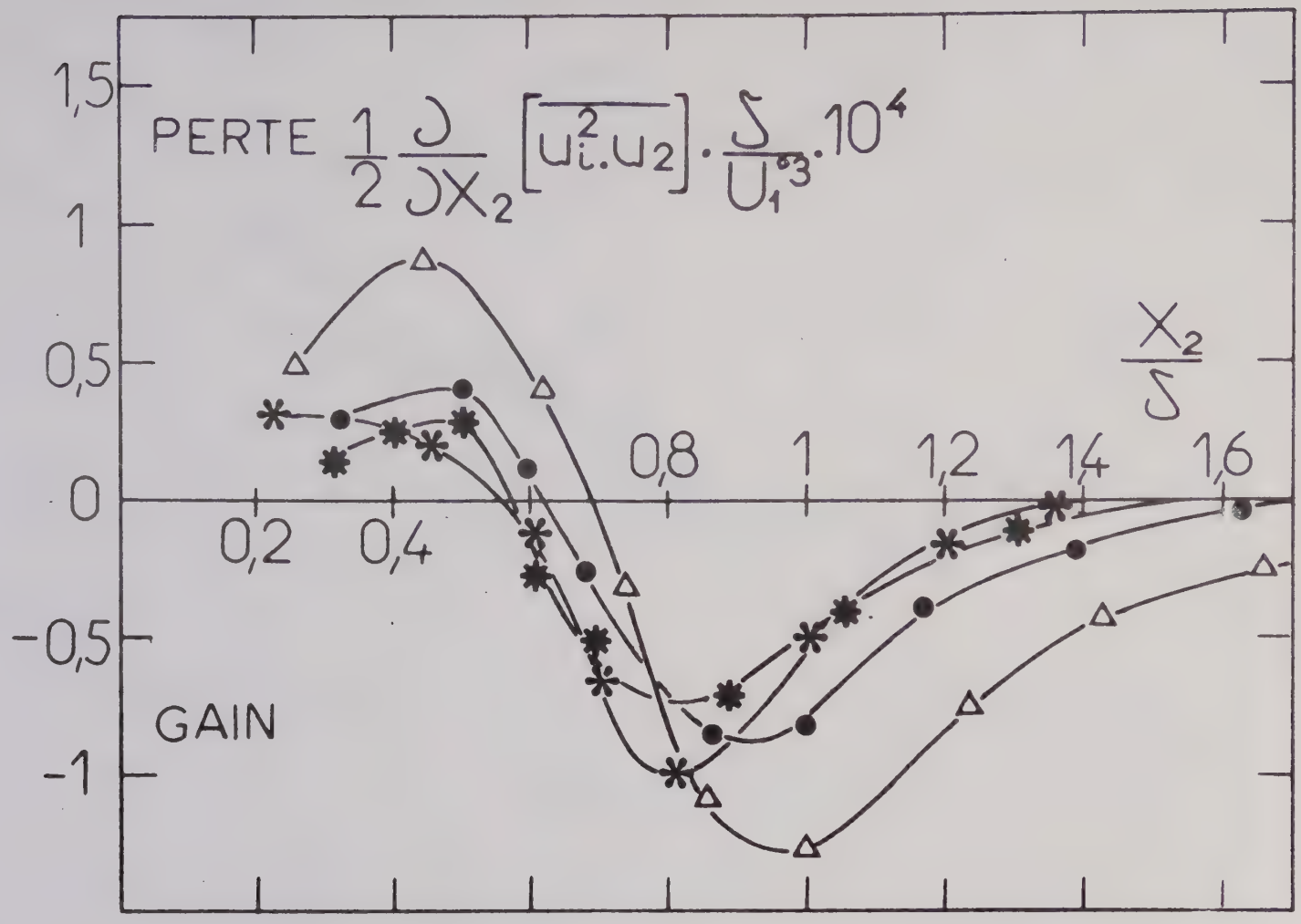


Fig. 40 - Diffusion transversale de l'énergie cinétique $q^2/2$ par les fluctuations u_2 de la vitesse -

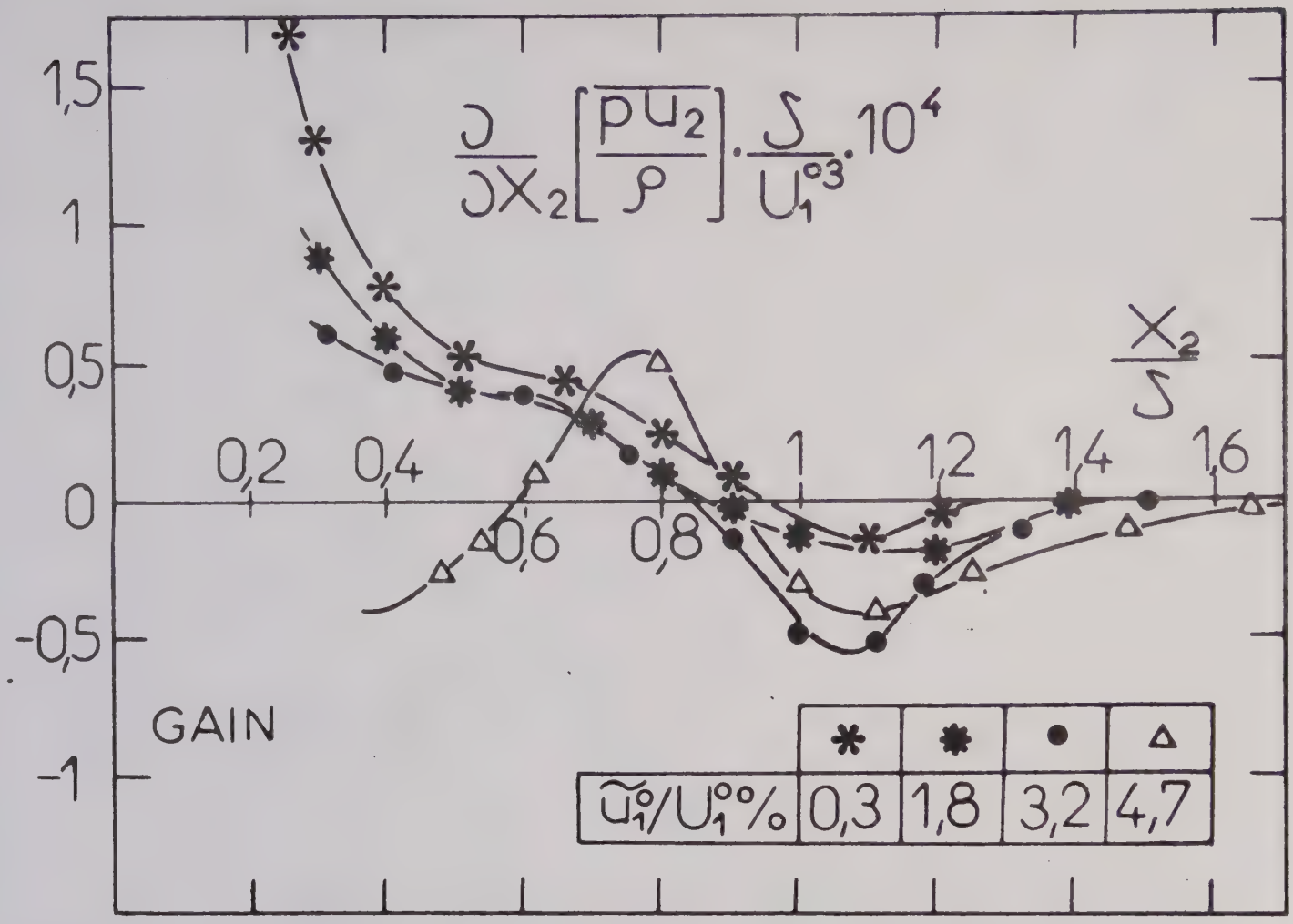


Fig 41_ Diffusion par interaction entre fluctuations de pression et de vitesse_

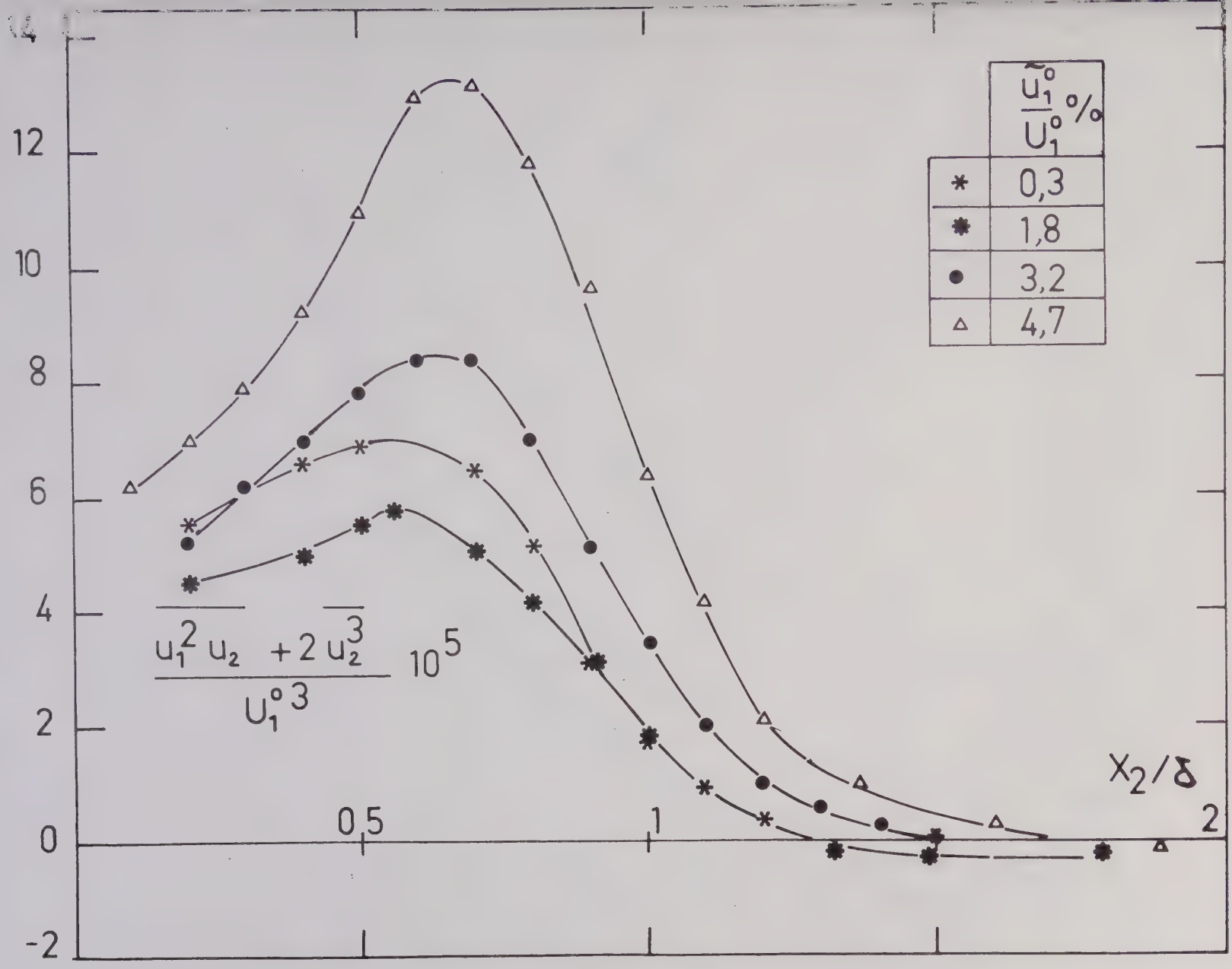


Fig 42_ Flux de l'énergie cinétique turbulente dû aux vitesses u_2 _

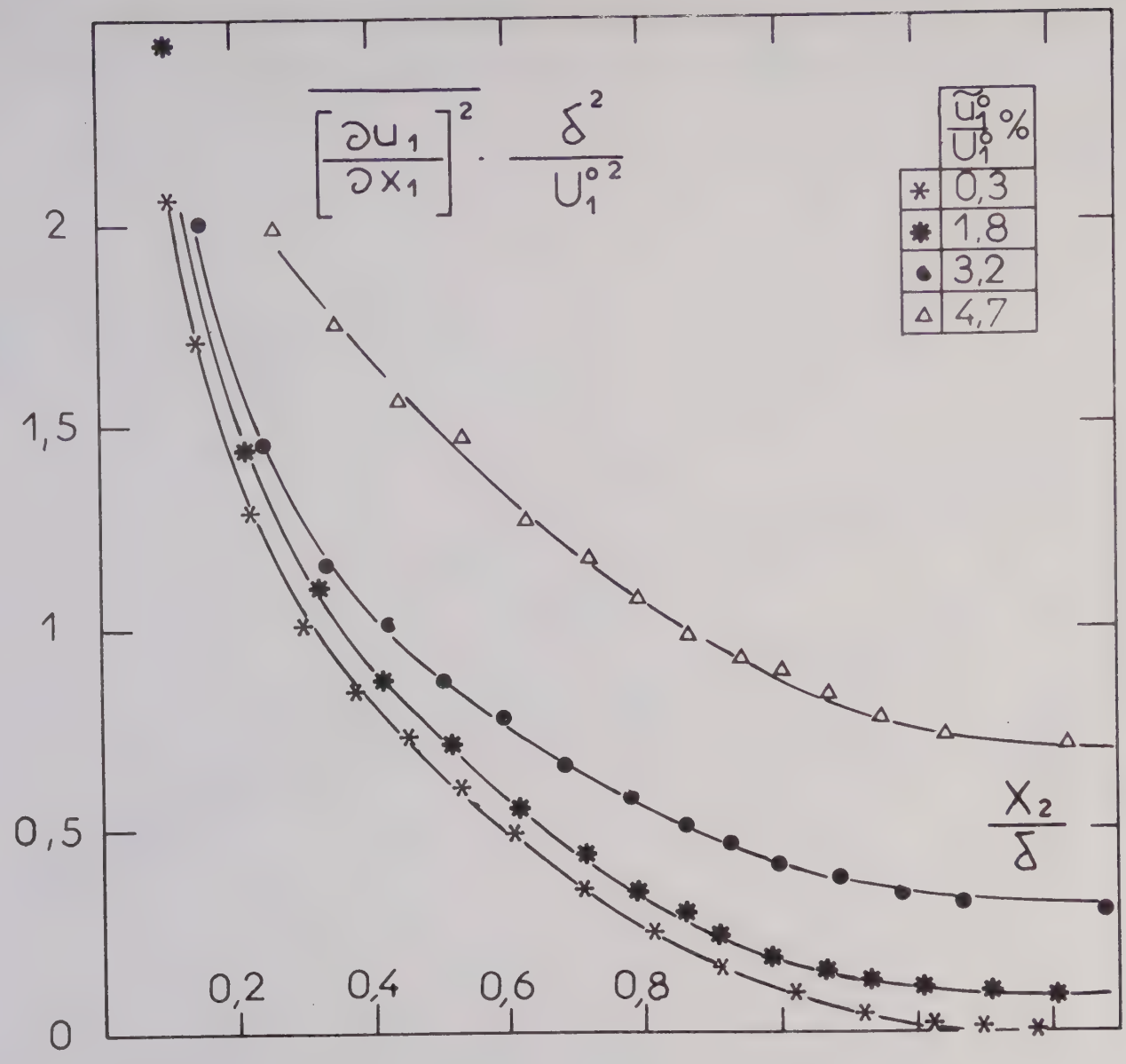


Fig.43 _ Carré de l'intensité de la dérivée selon x_1 de u_1, fluctuation longitudinale de vitesse _

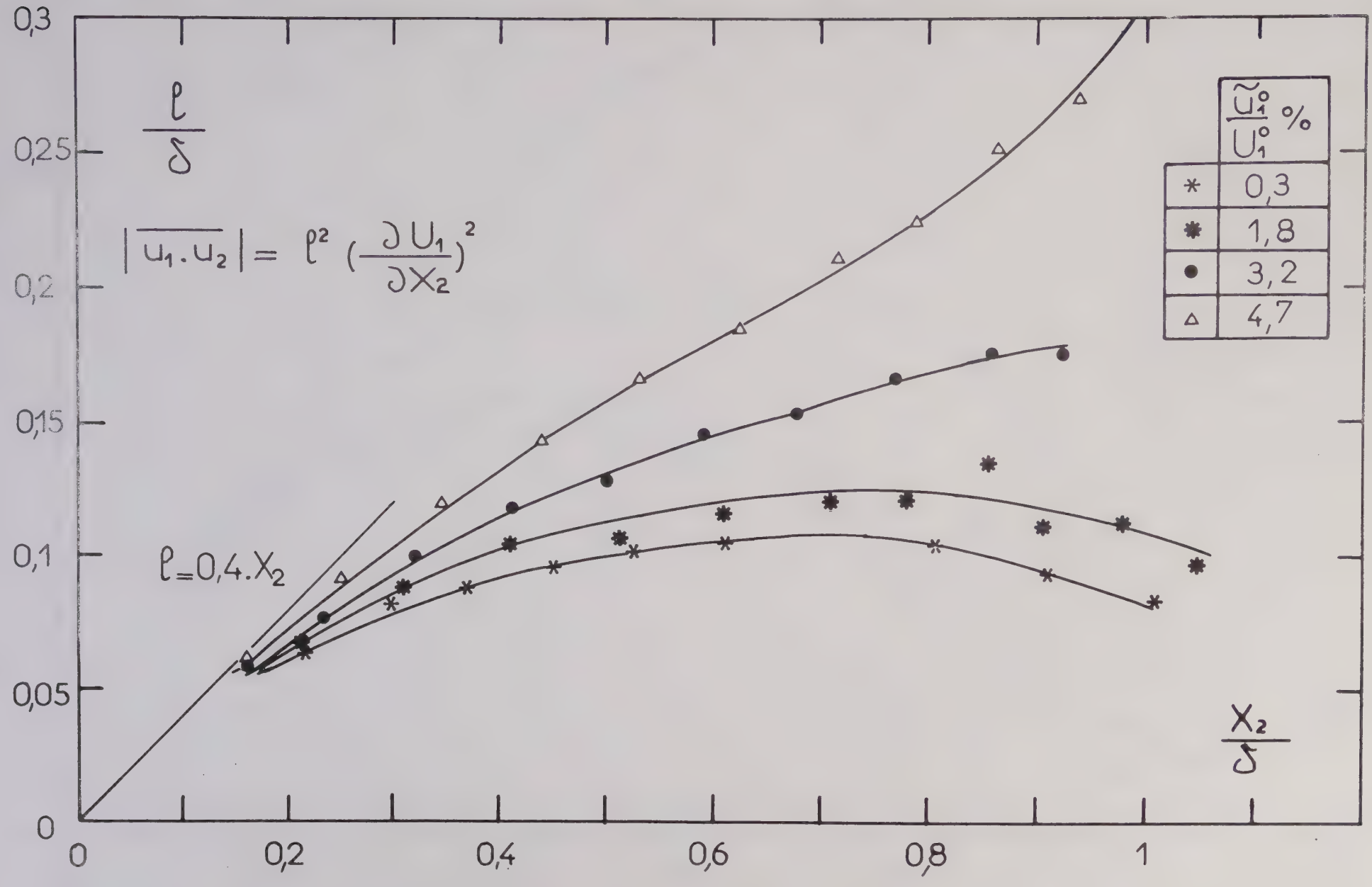


Fig. 44 - Distributions de la longueur de mélange -

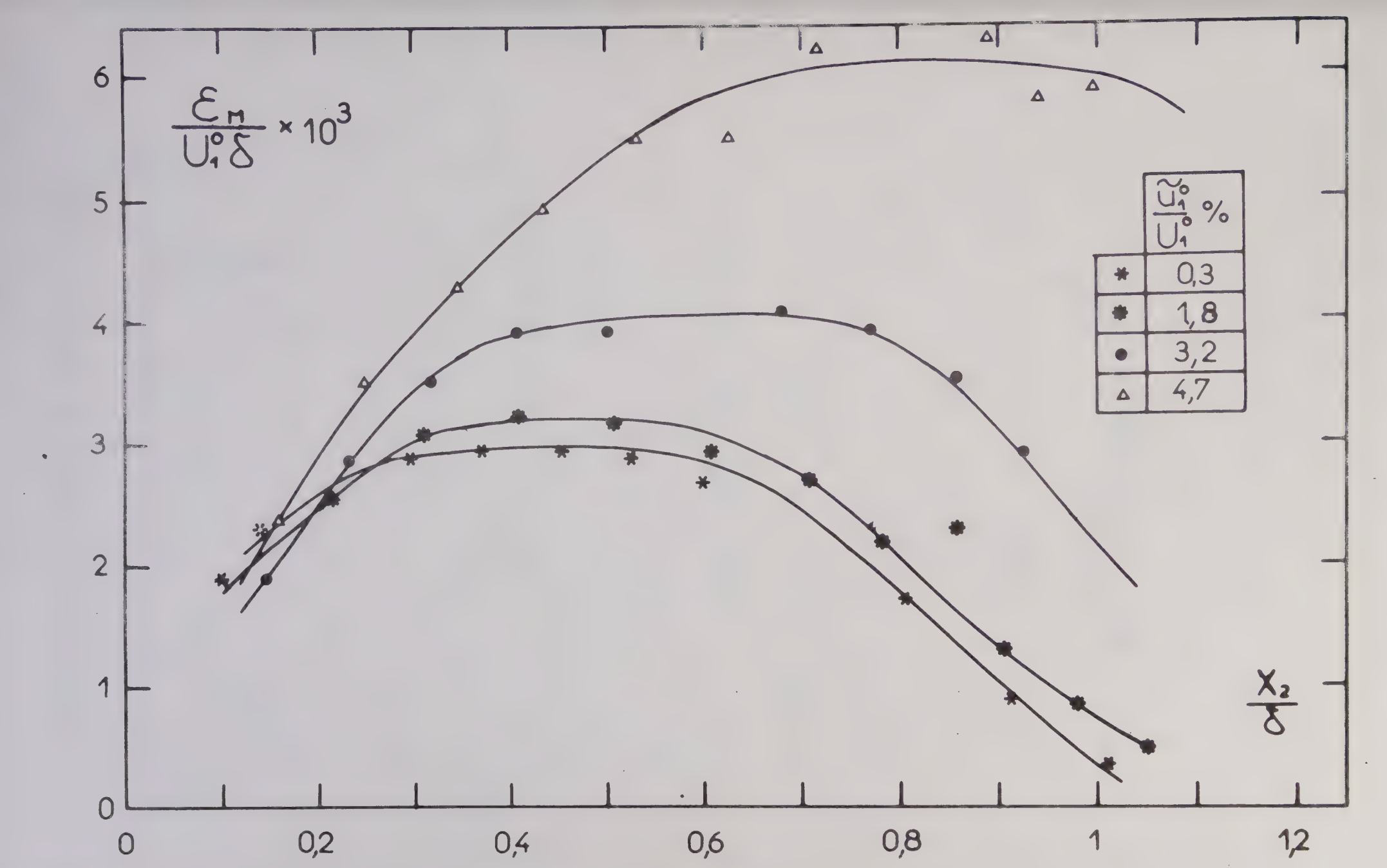


Fig.45 - Coefficient de viscosité turbulente -

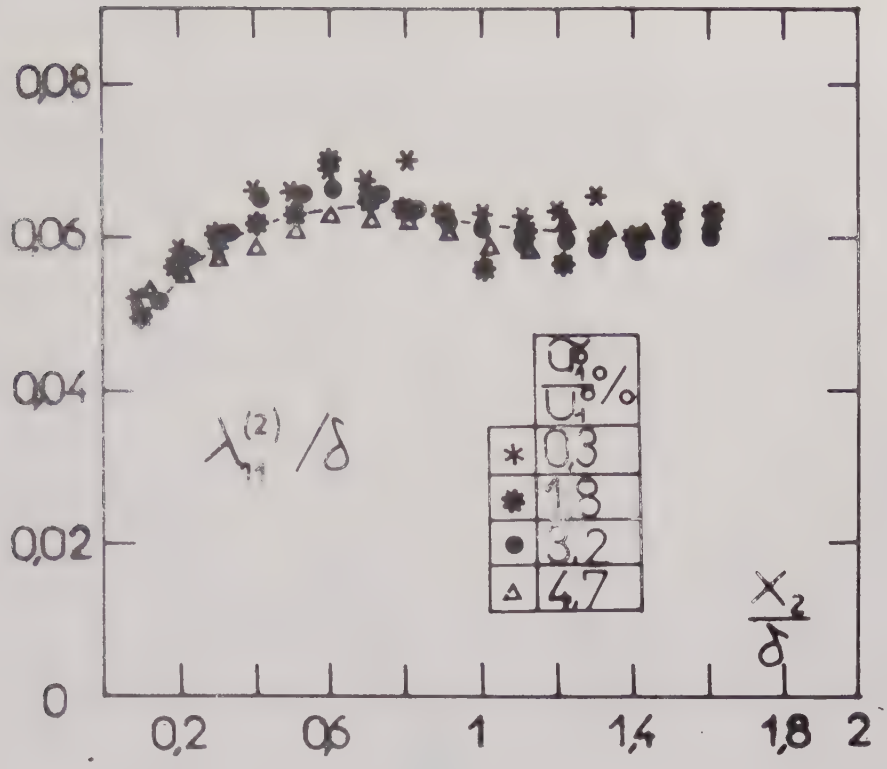


Fig. 46 _ Echelle de Taylor_

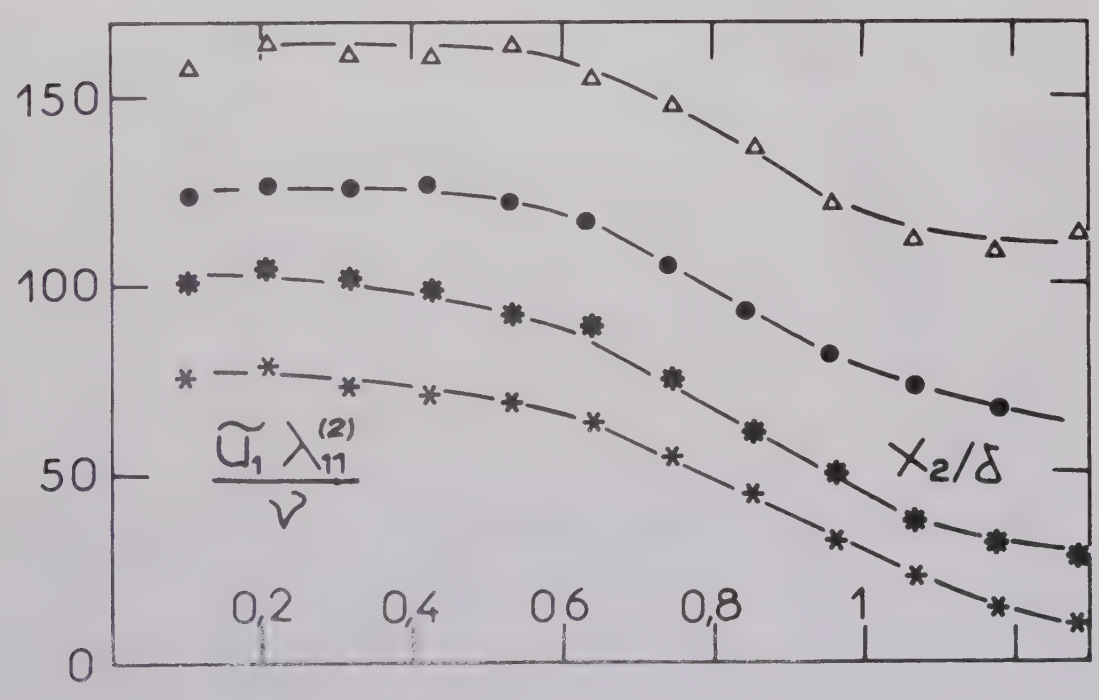


Fig. 47 _ Nombre de Reynolds turbulent _

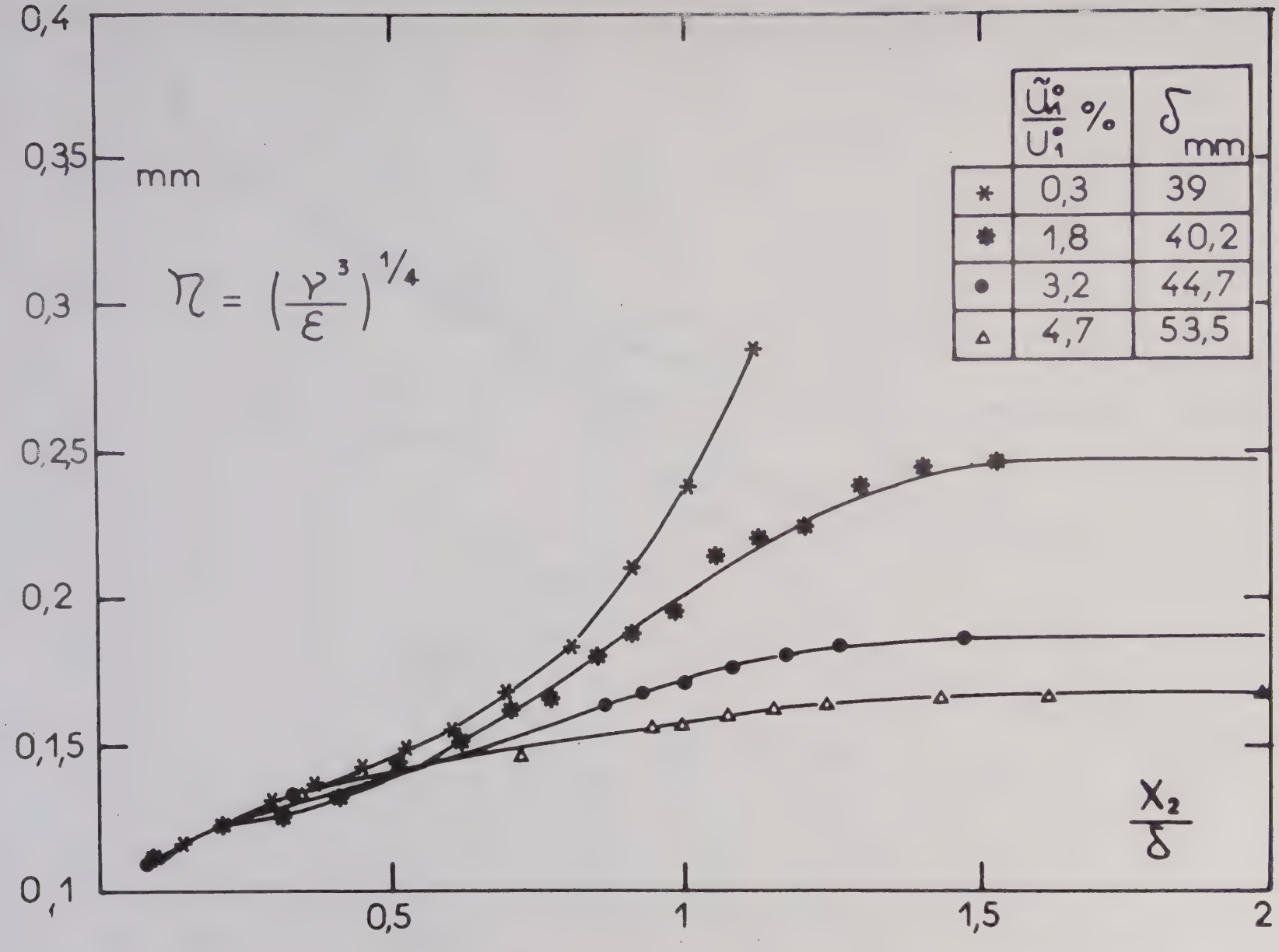


Fig. 48 - Distributions de l échelle de longueur de Kolmogorov -

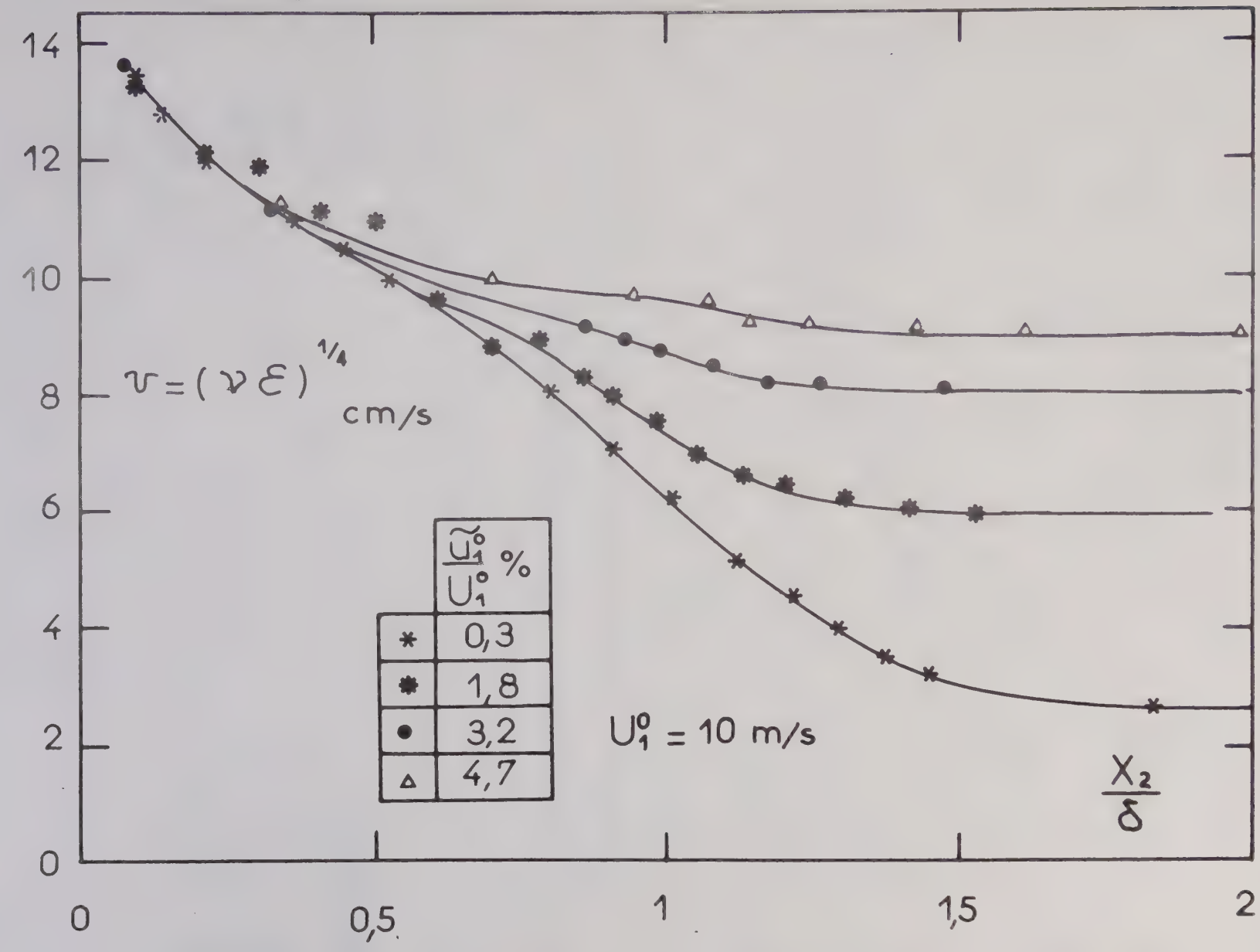


Fig. 49 _ Distributions de l échelle de vitesse de Kolmogorov _

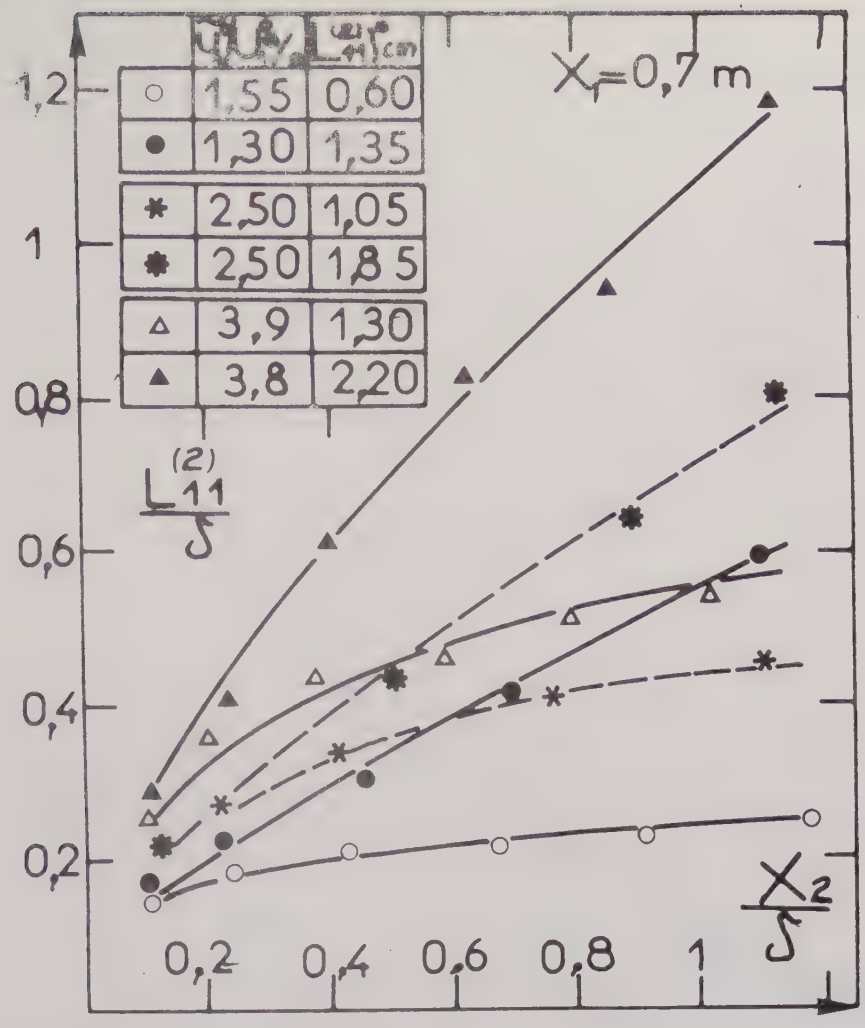
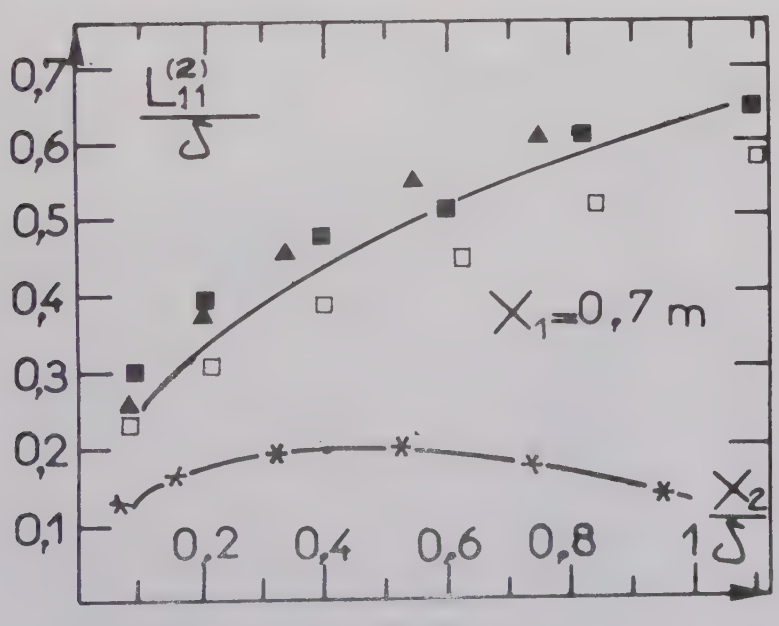


Fig. 50_ Echelles intégrales de longueur pour différentes valeurs $(L_{11}^{(2)})^\circ$_



*	0,3	—
□	2,7	1,5
▲	3,9	1,7
■	4,0	1,6

Fig. 51_ Echelles intégrales de longueur pour différents $\tilde{U}_1^\circ / U_1^\circ$ _

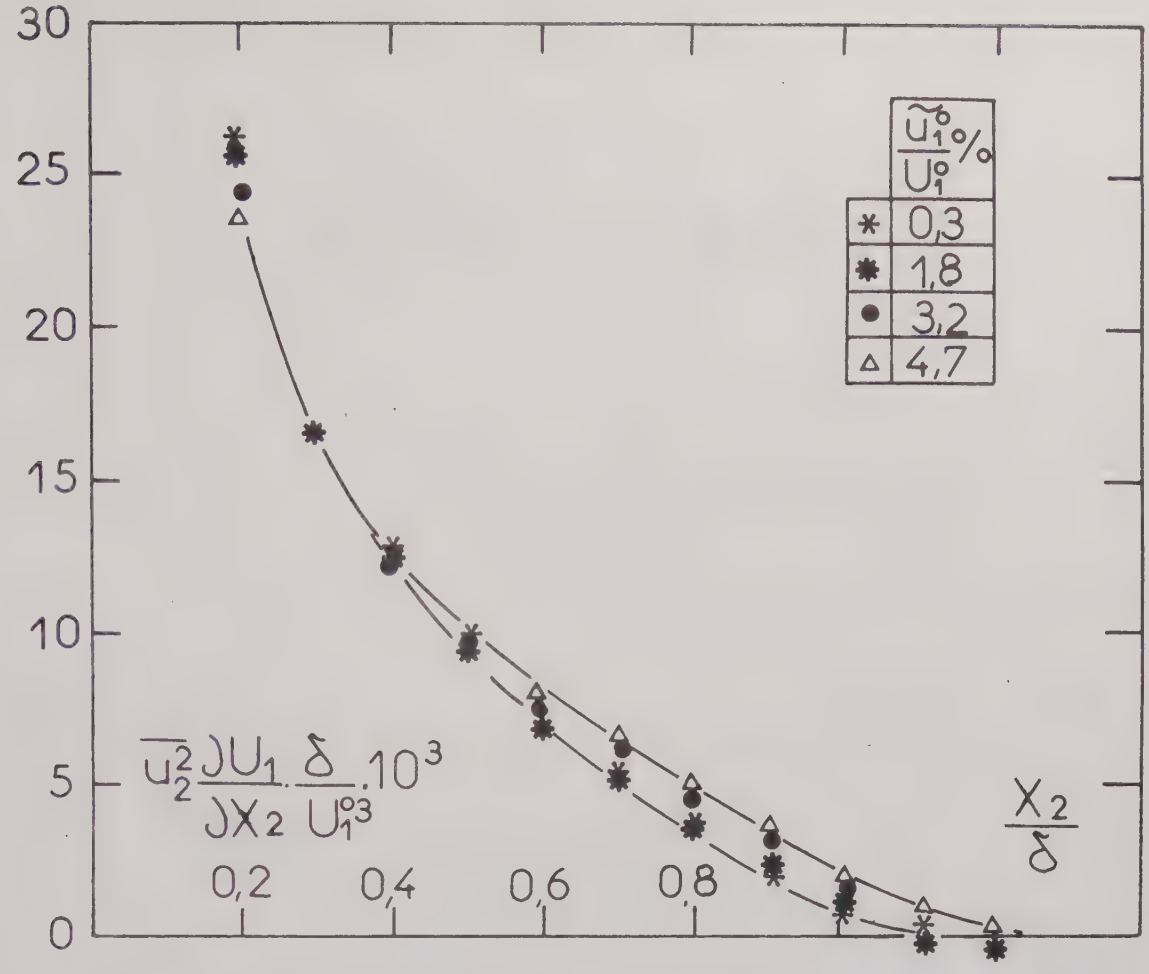


Fig 52_Production de $\overline{u_1 u_2}$_

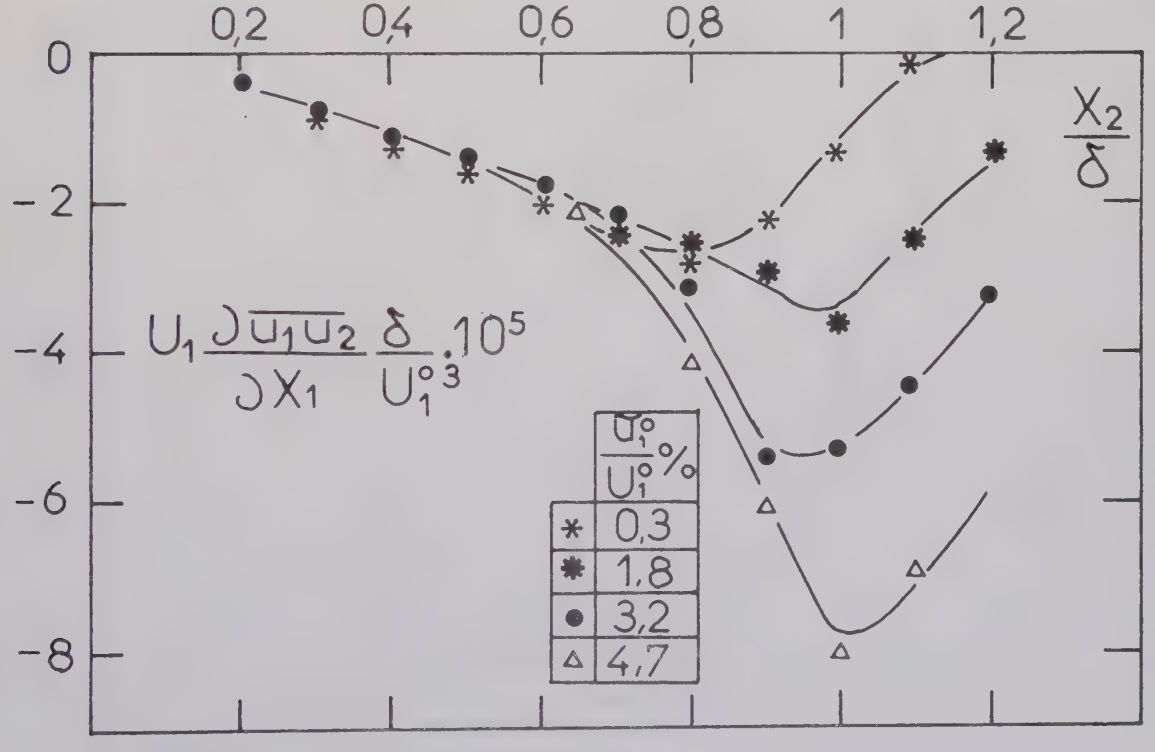


Fig 53_Convection longitudinale de $\overline{u_1 u_2}$_

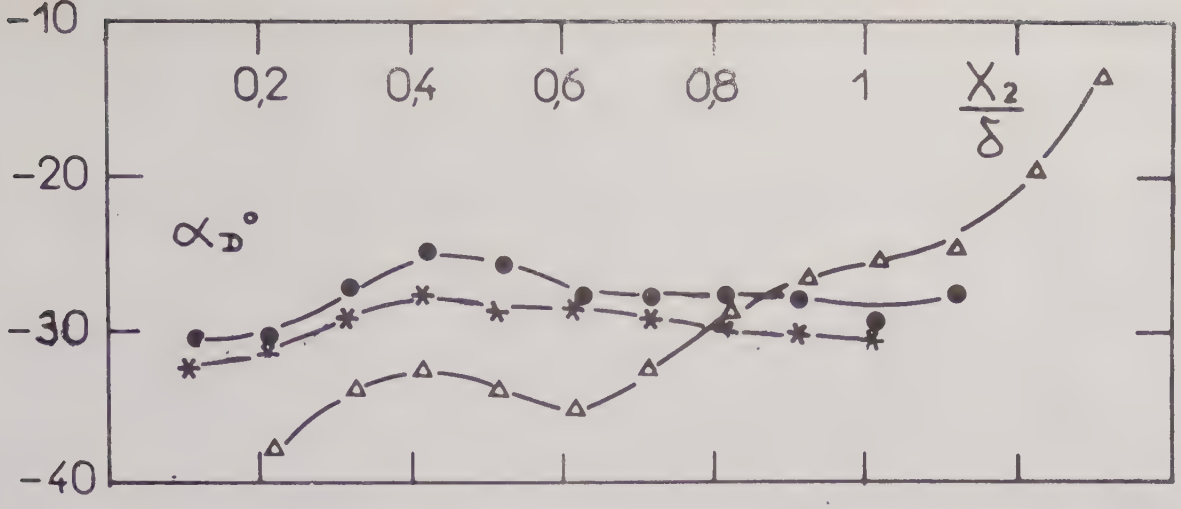


Fig. 54 - Direction de la diffusion turbulente de $\overline{q^2}$ -

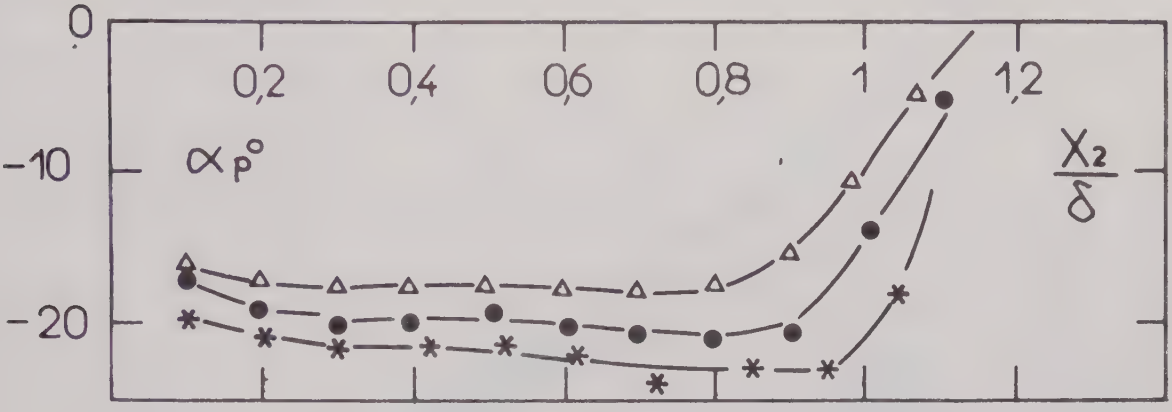


Fig. 55 - Direction de la contrainte principale -

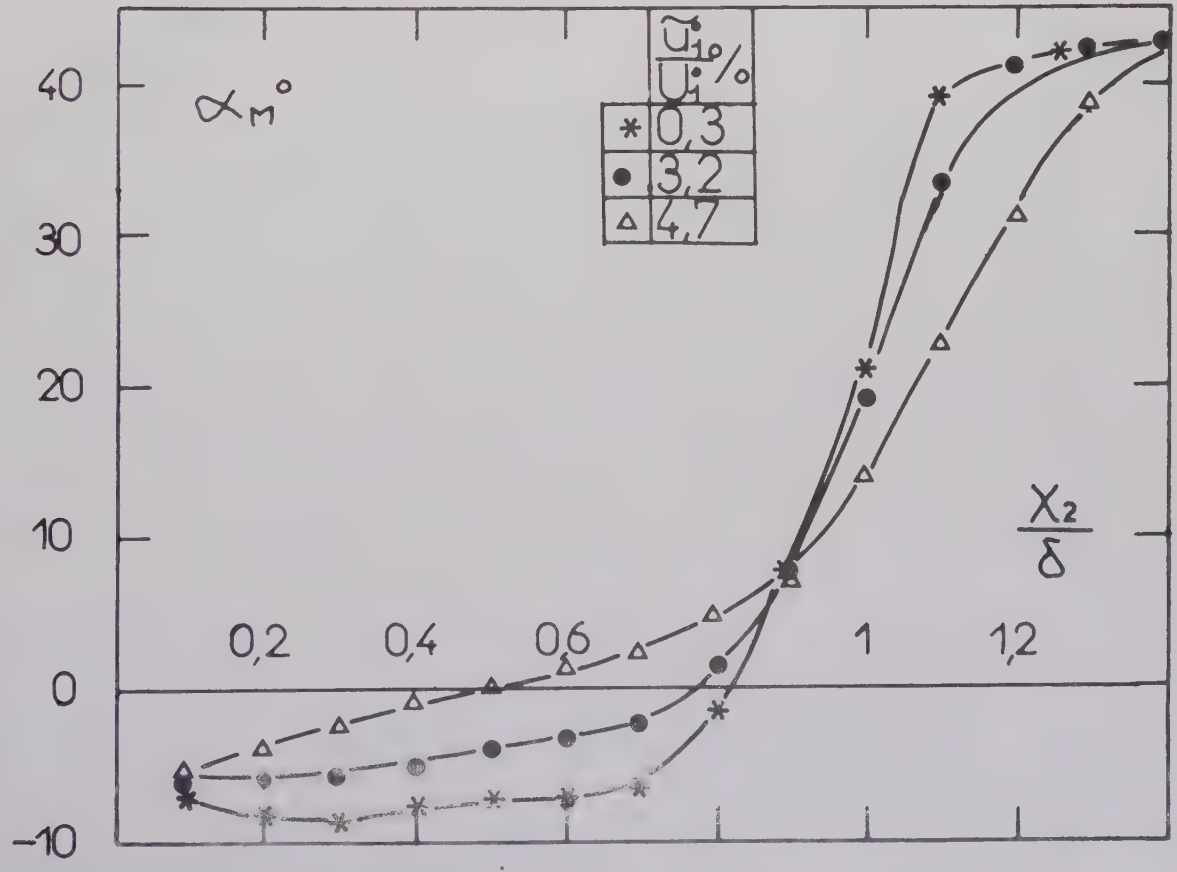
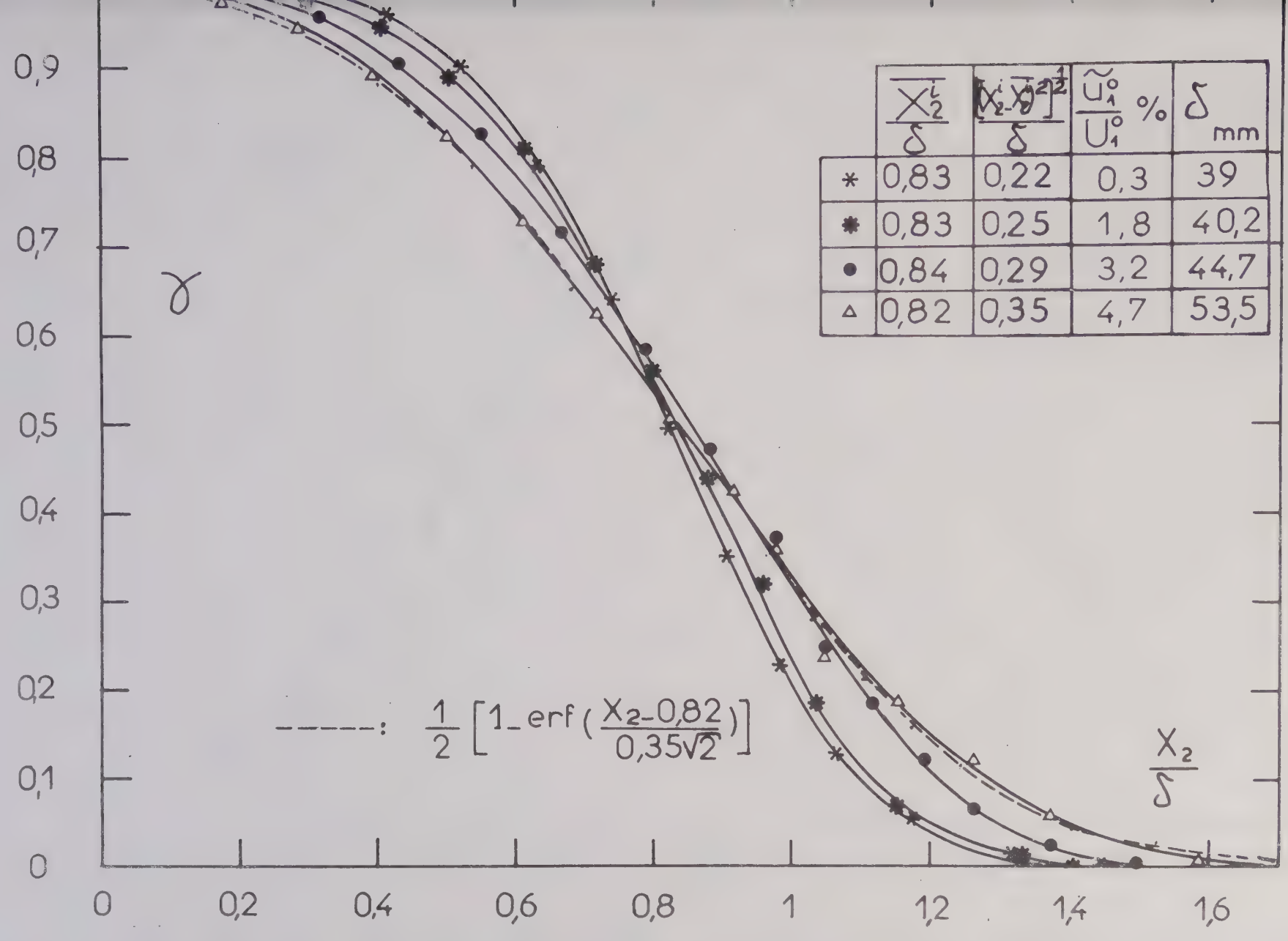


Fig. 56 - Direction de la contrainte présentant une composante de cisaillement maximale -



	$\overline{X_2^i}/\delta$	$[\overline{(X_2-\bar{X})^2}]^{1/2}/\delta$	$\tilde{u}_1^\circ/U_1^\circ$ %	δ mm
*	0,83	0,22	0,3	39
✱	0,83	0,25	1,8	40,2
●	0,84	0,29	3,2	44,7
△	0,82	0,35	4,7	53,5

Fig. 57 - Distributions du facteur d'intermittence pour $X_1 = 0{,}7$m et à différents $\tilde{u}_1^\circ / U_1^\circ$ -

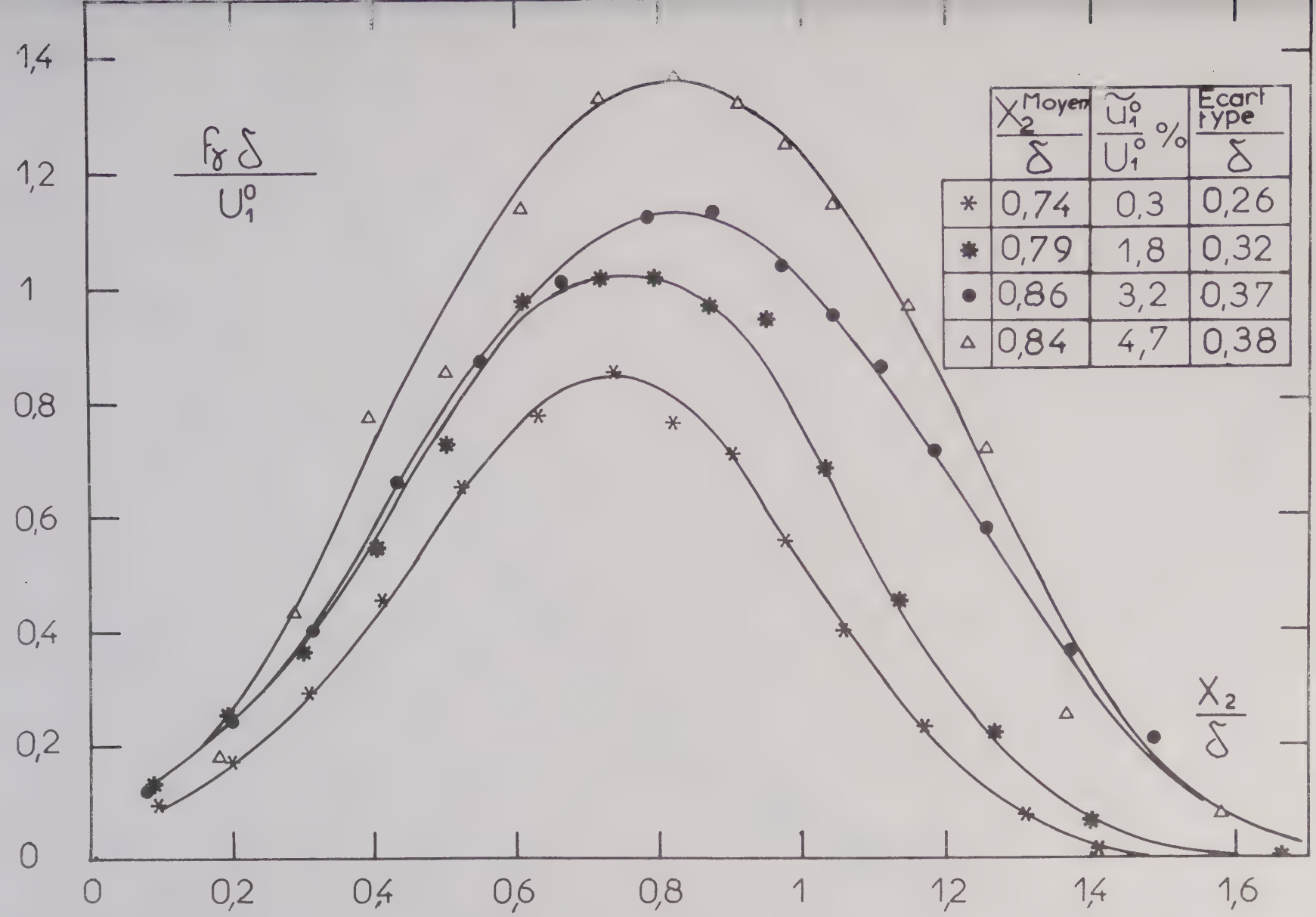


Fig. 58 - Distributions de la fréquence d'intermittence pour $X_1 = 0{,}7\,m$ -

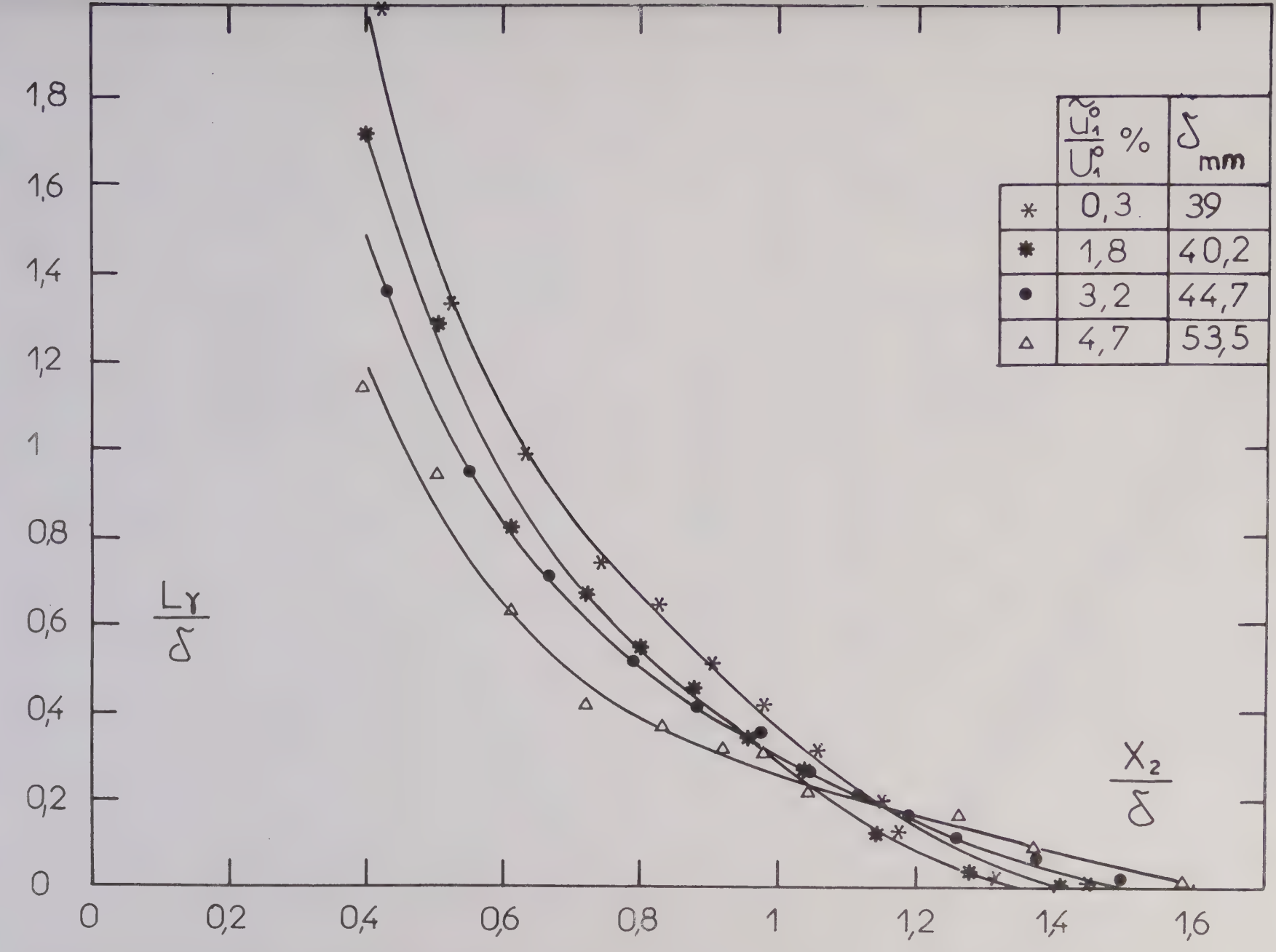
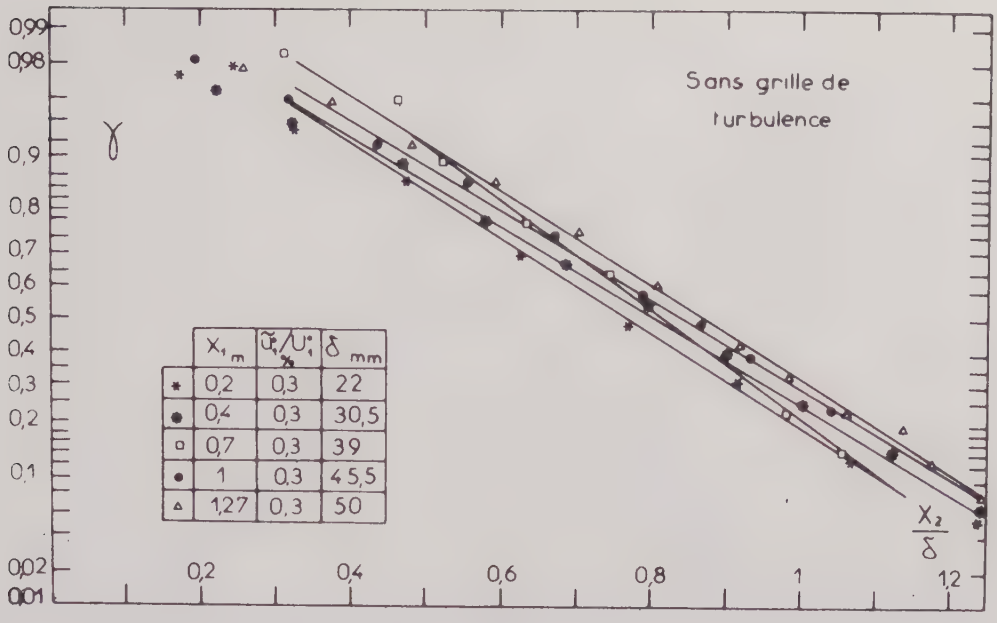
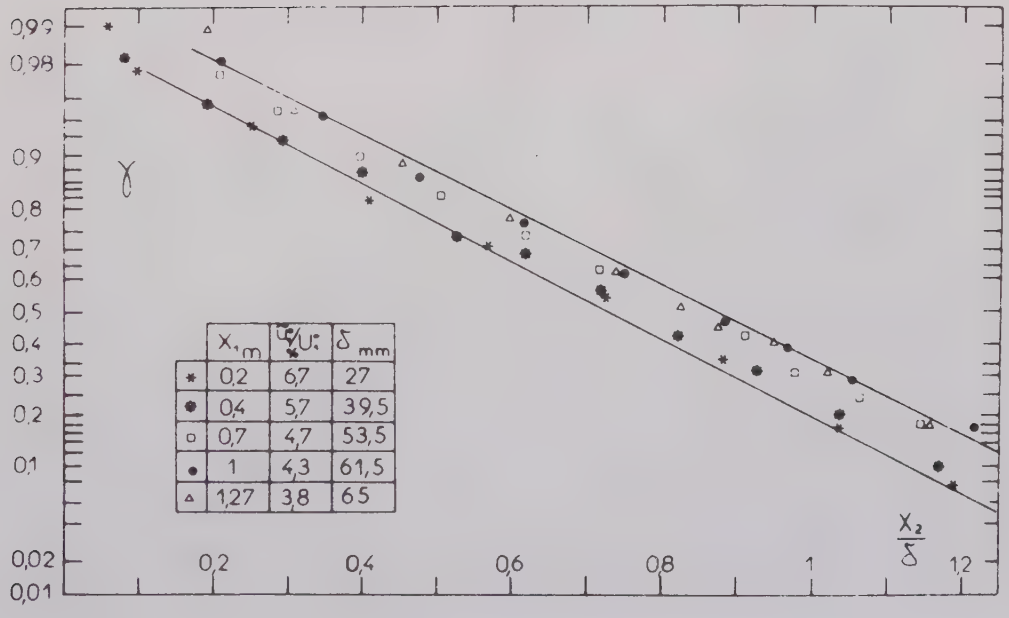


Fig.59 - Longueur moyenne des bouffées pour X_1 = 0,7 m -



	X_{1m}	$\tilde{u}_1/U_1$	δ mm
*	0,2	0,3	22
●	0,4	0,3	30,5
□	0,7	0,3	39
●	1	0,3	45,5
△	1,27	0,3	50

Fig.60_Facteur d intermittence
à différentes abscisses X_1_



	X_{1m}	$\tilde{u}_1/U_1$	δ mm
*	0,2	6,7	27
●	0,4	5,7	39,5
□	0,7	4,7	53,5
●	1	4,3	61,5
△	1,27	3,8	65

Fig.61_Facteur d intermittence
à différentes abscisses X_1_

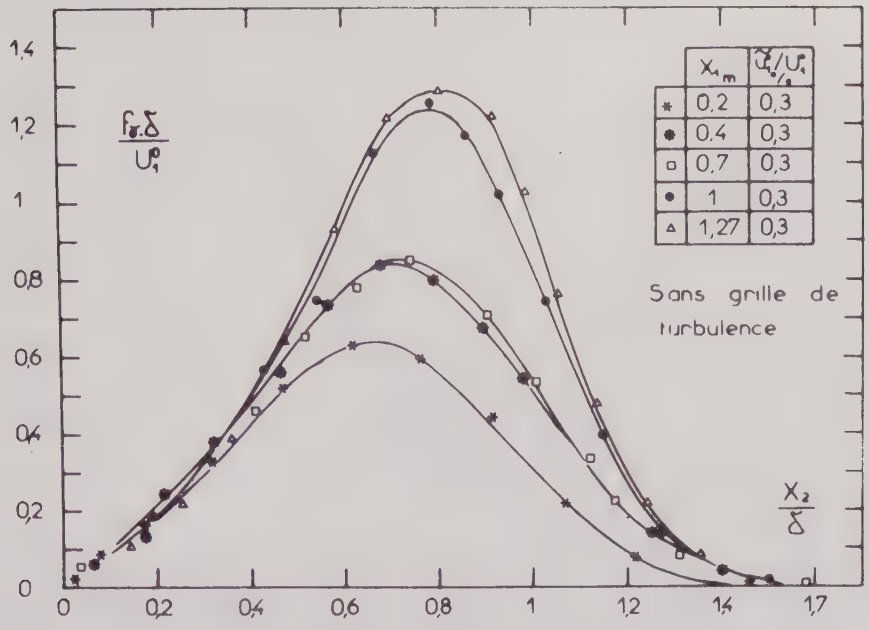


Fig. 62_Fréquence d intermittence à différentes abscisses X_1_

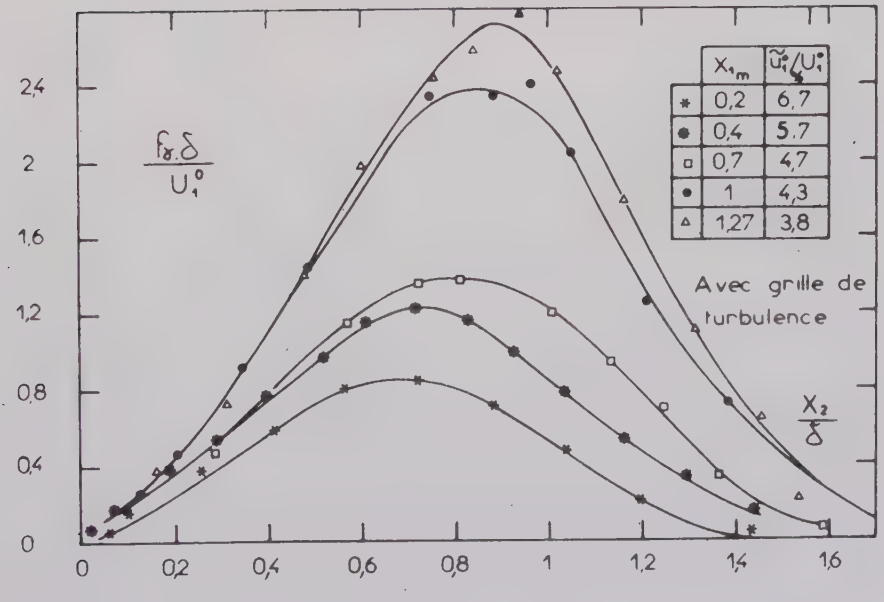
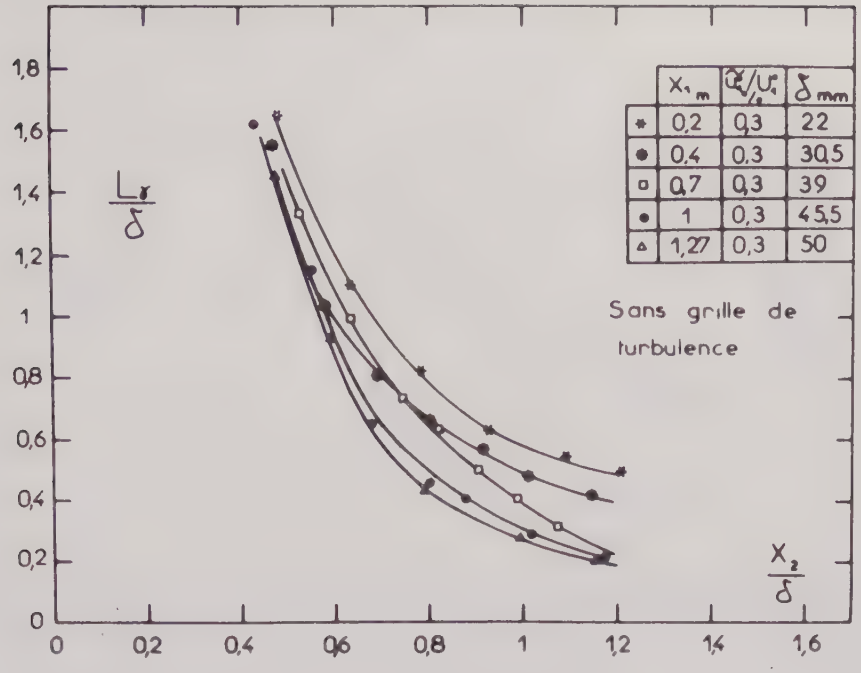
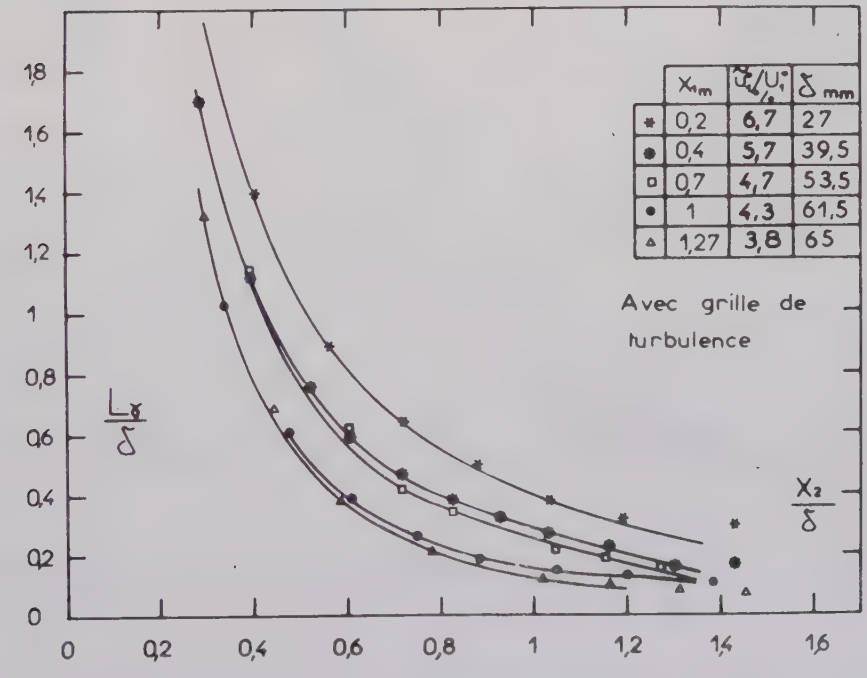


Fig. 63_Fréquence d intermittence à différentes abscisses X_1_



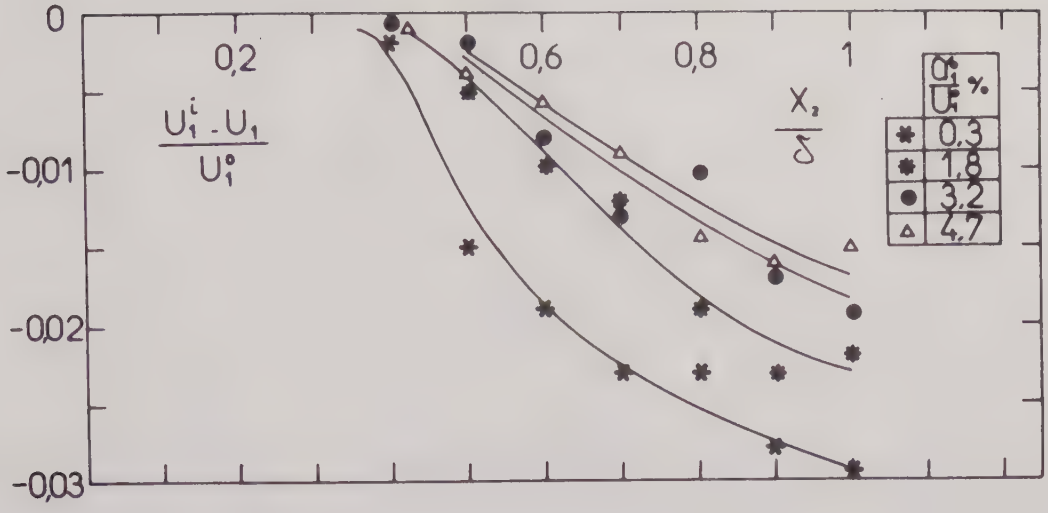
	X_1 m	$\overline{u}/U_1$	δ mm
*	0,2	0,3	22
●	0,4	0,3	30,5
□	0,7	0,3	39
•	1	0,3	45,5
△	1,27	0,3	50

Fig. 64_Longueur moyenne des bouffées à différents X_1_

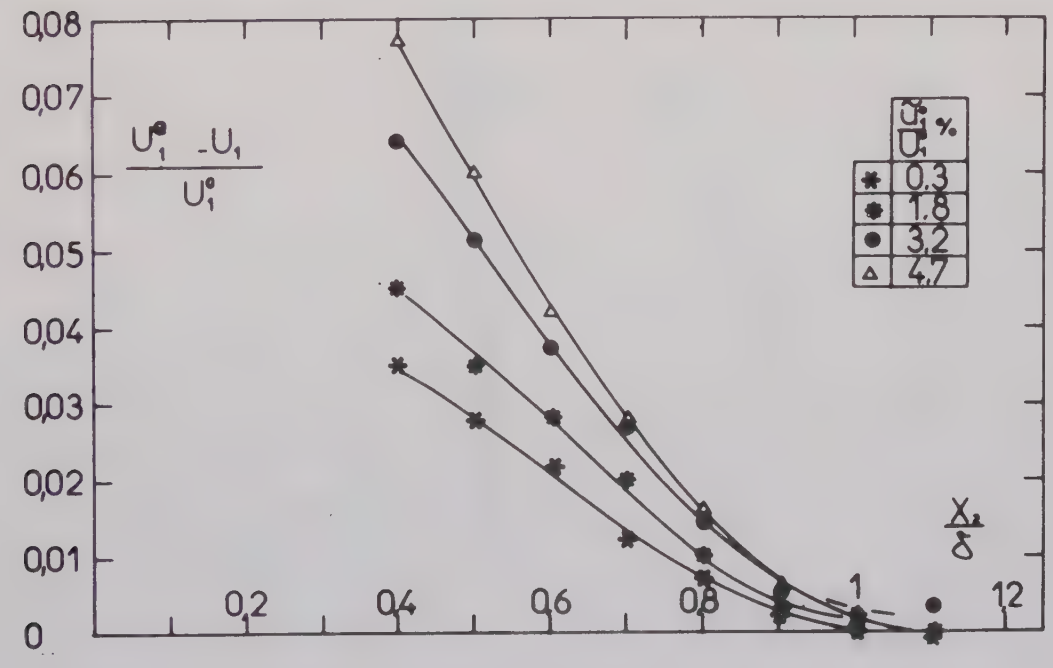


	X_1 m	$\overline{u}/U_1$	δ mm
*	0,2	6,7	27
●	0,4	5,7	39,5
□	0,7	4,7	53,5
•	1	4,3	61,5
△	1,27	3,8	65

Fig. 65_Longueur moyenne des bouffées à différents X_1_



a/ Dans la couche limite



b/ Dans l'écoulement extérieur

Fig. 66 _ Echantillonnage conditionnel de la composante longitudinale de la vitesse moyenne _

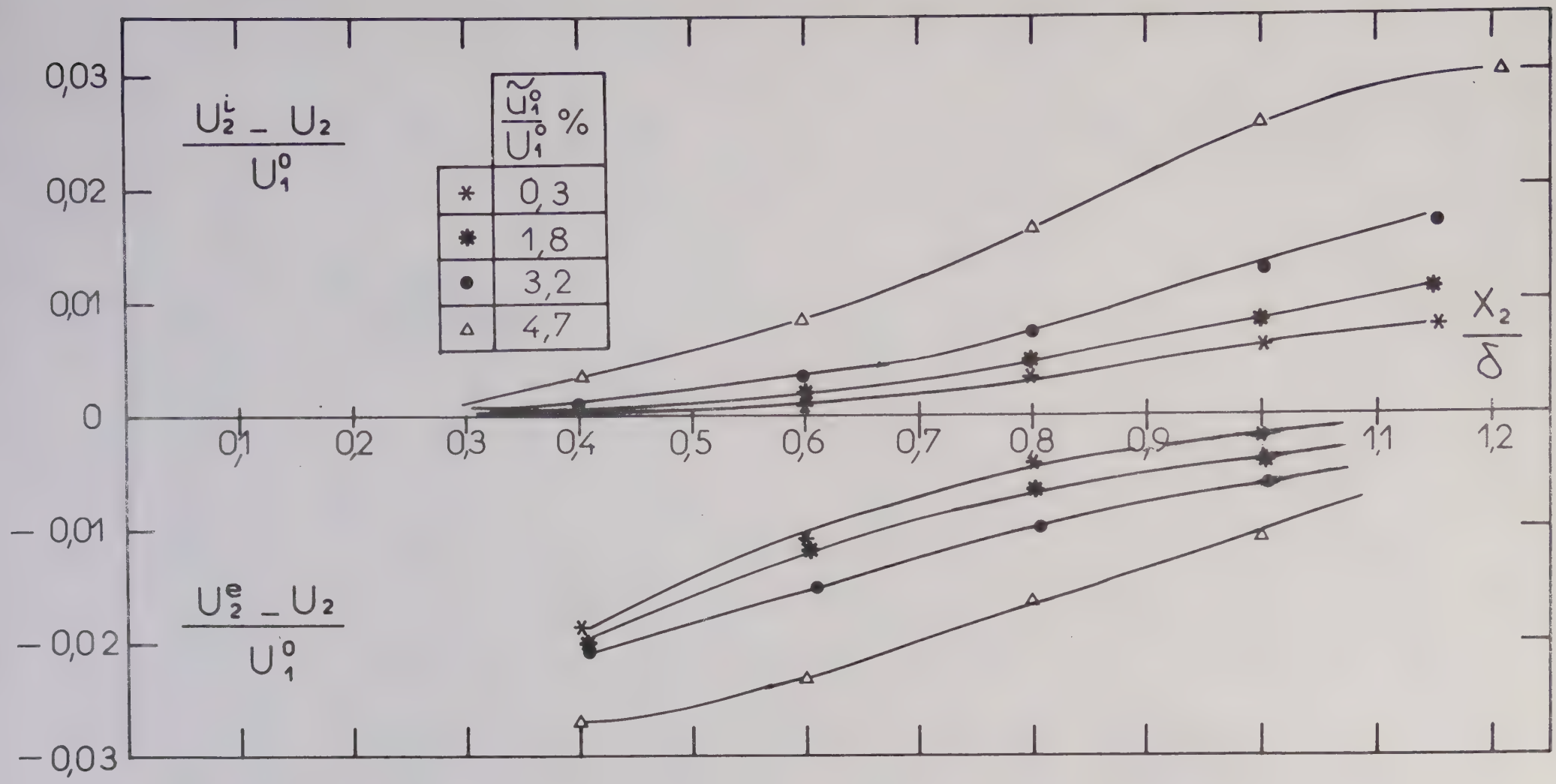


Fig. 67 _ Echantillonage conditionnel de la composante transversale de la vitesse _

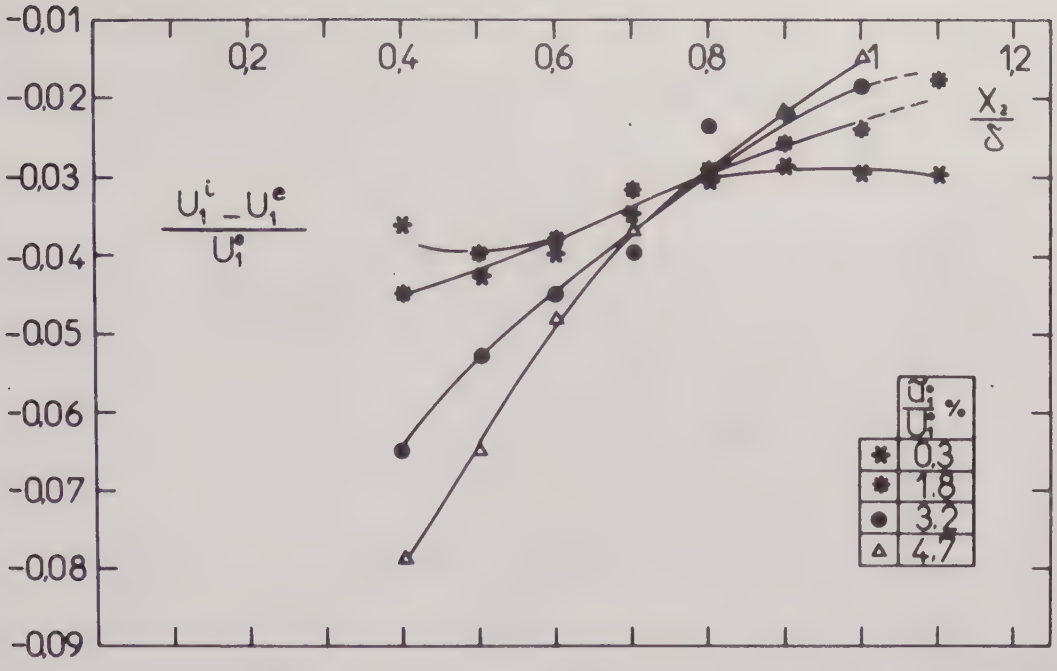


Fig. 68_ Différence des moyennes échantillonnées de la composante longitudinale de vitesse_

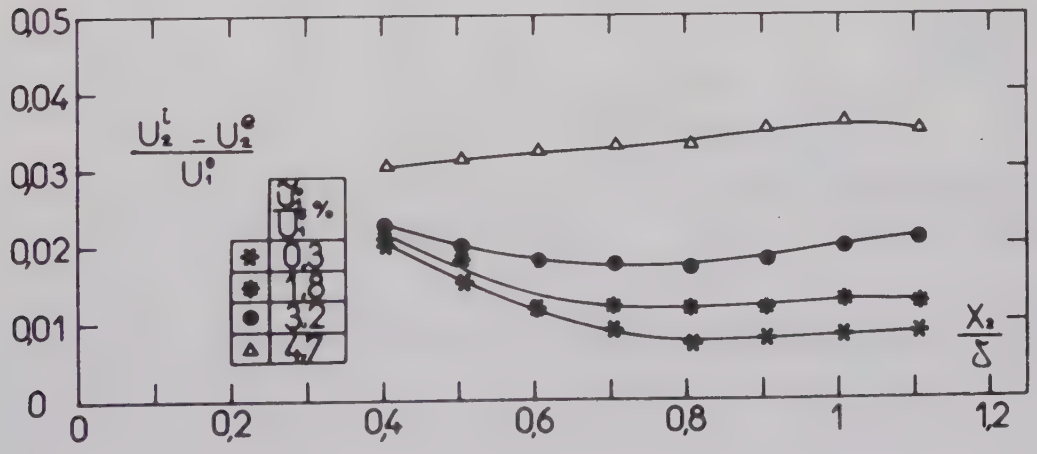
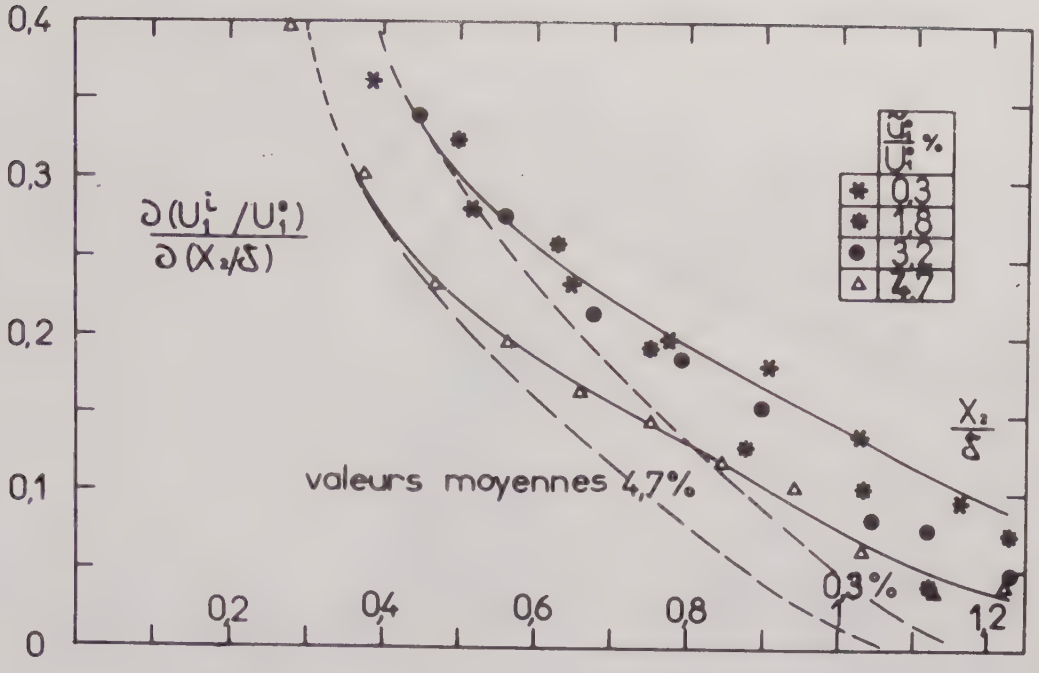
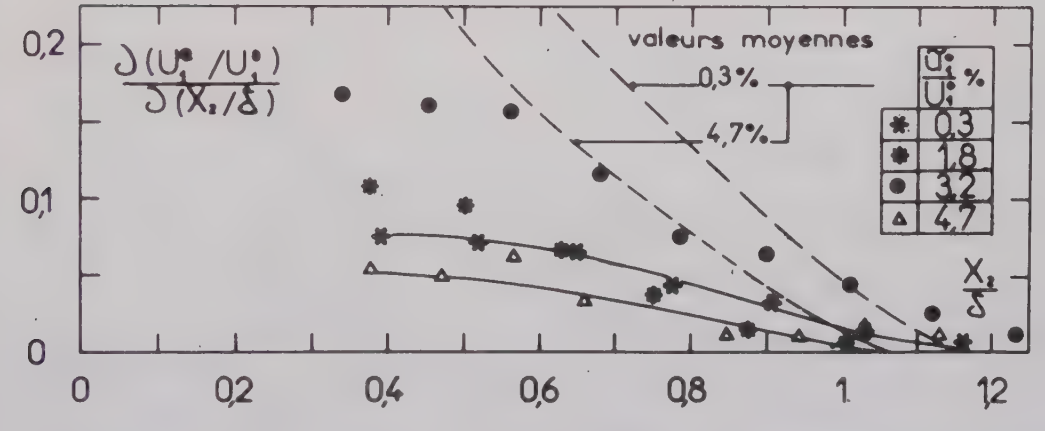


Fig 69_ Différence des moyennes échantillonnées de la composante transversale de vitesse_

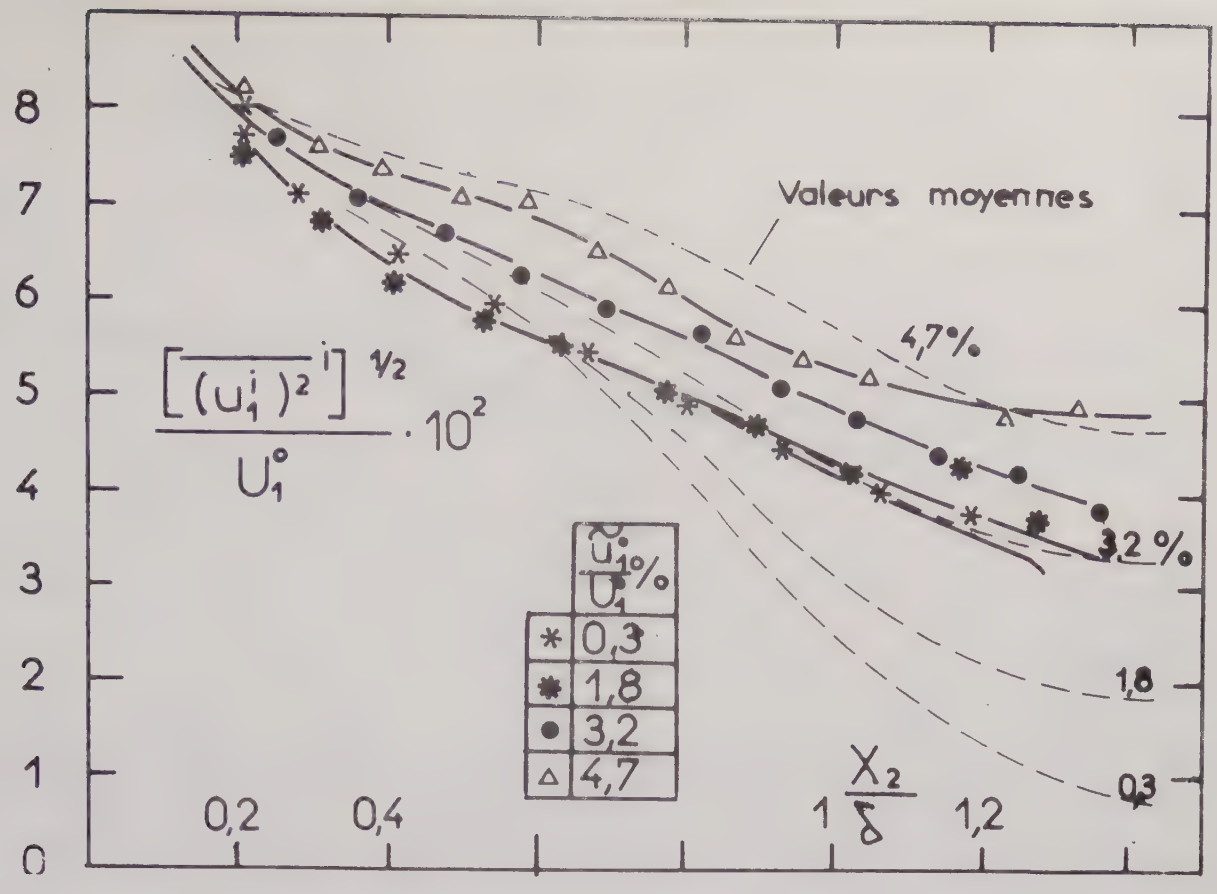


a/ Dans la couche limite

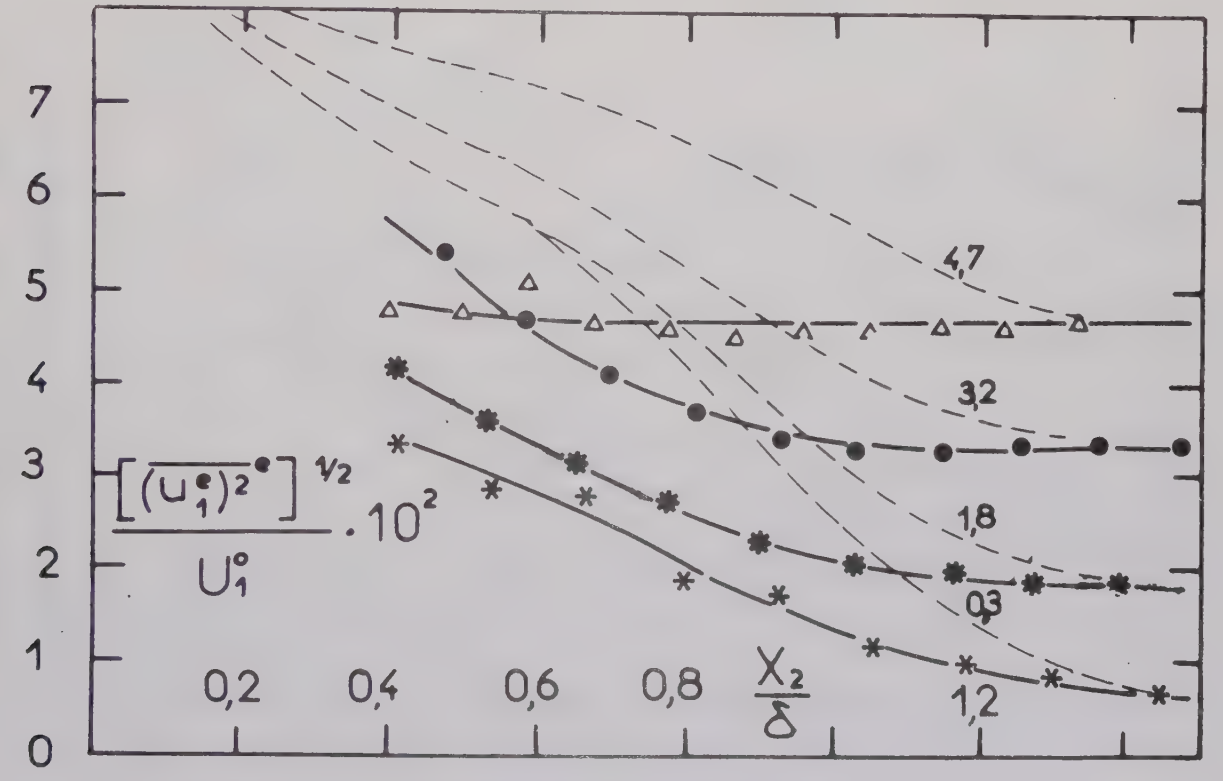


b/ Dans l'écoulement extérieur

Fig. 70_Gradients transversaux échantillonnés de la composante longitudinale de vitesse_

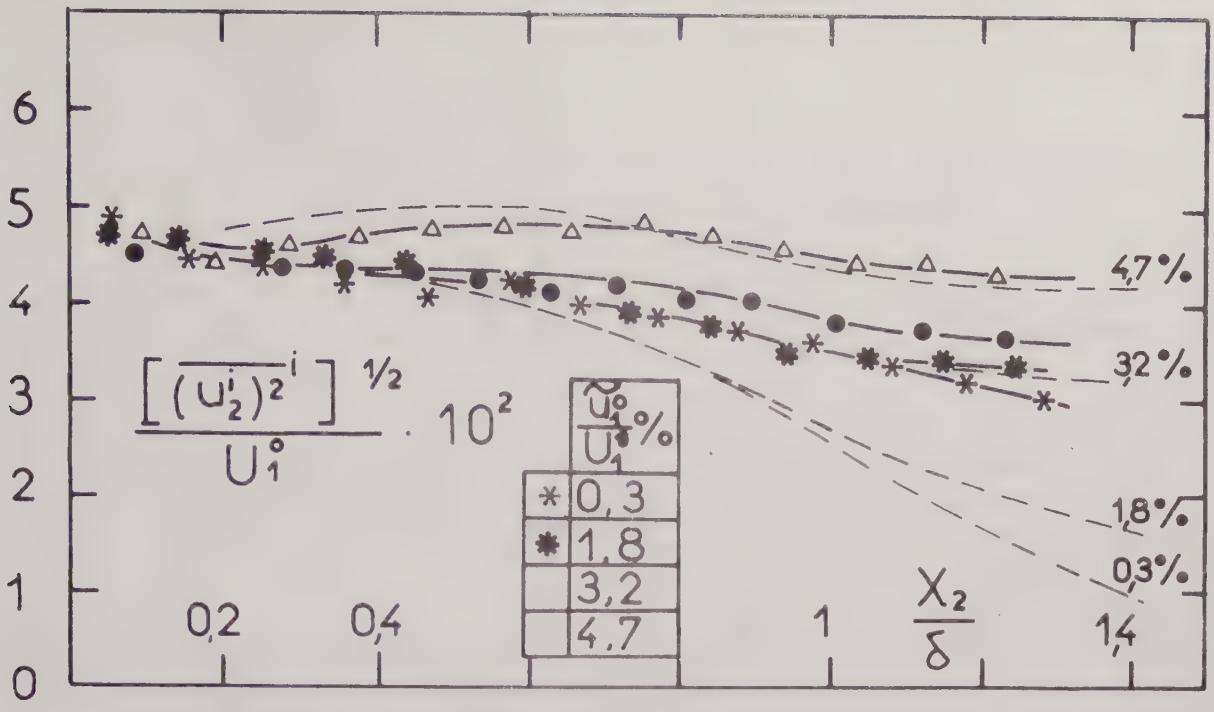


a / Dans la couche limite

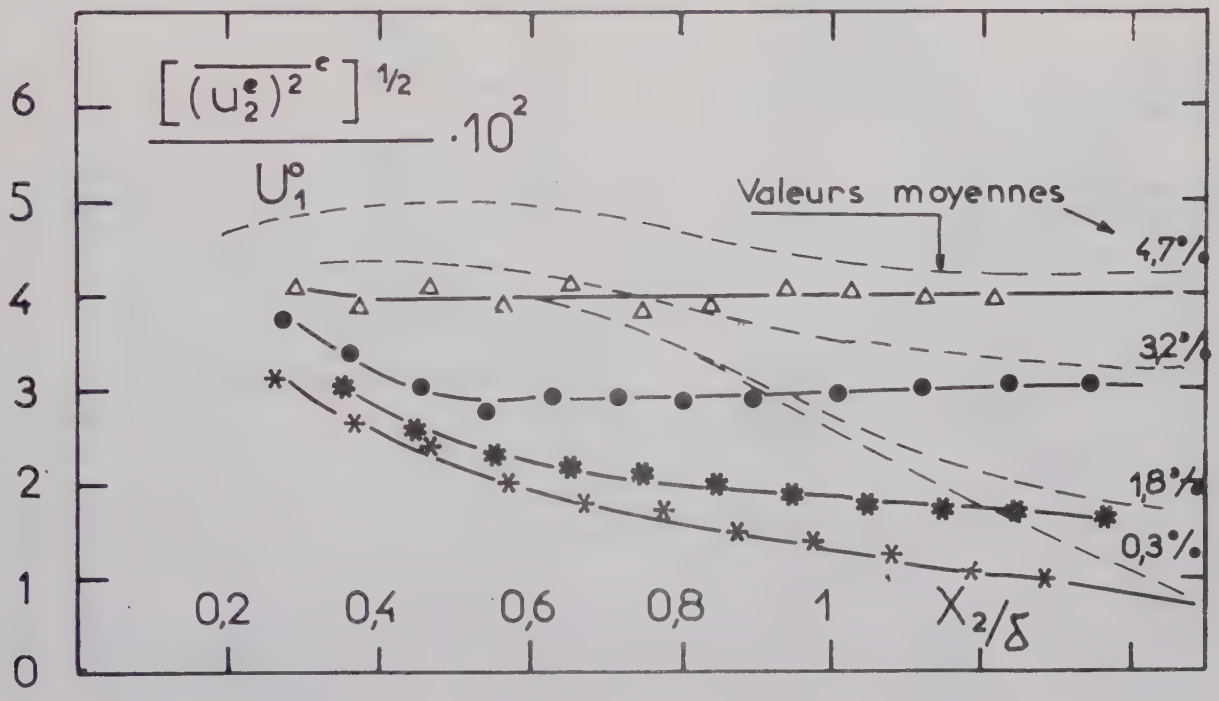


b / Dans l'écoulement extérieur

Fig. 71 _ Intensités des fluctuations locales de la composante longitudinale de vitesse _

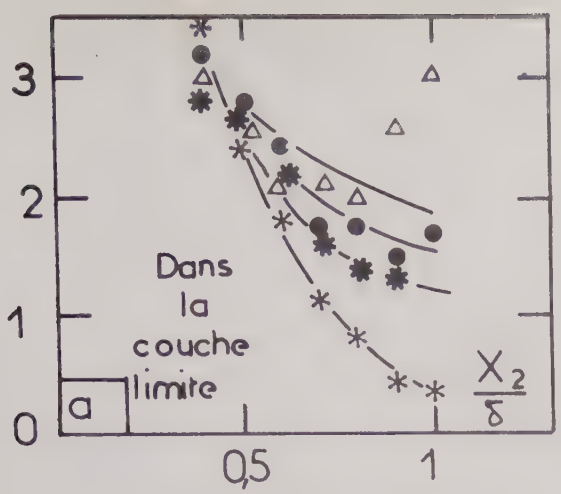


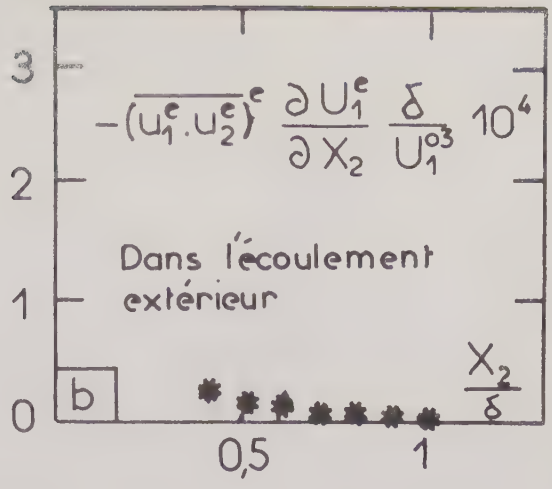
a/ Dans la couche limite



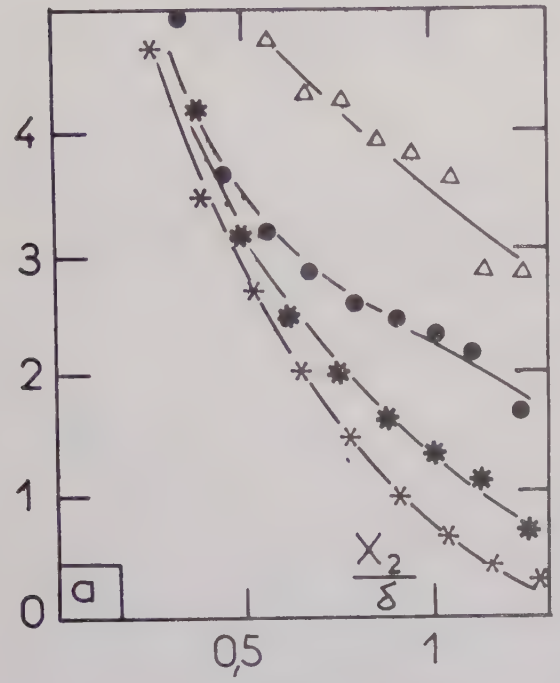
b/ Dans l'écoulement extérieur

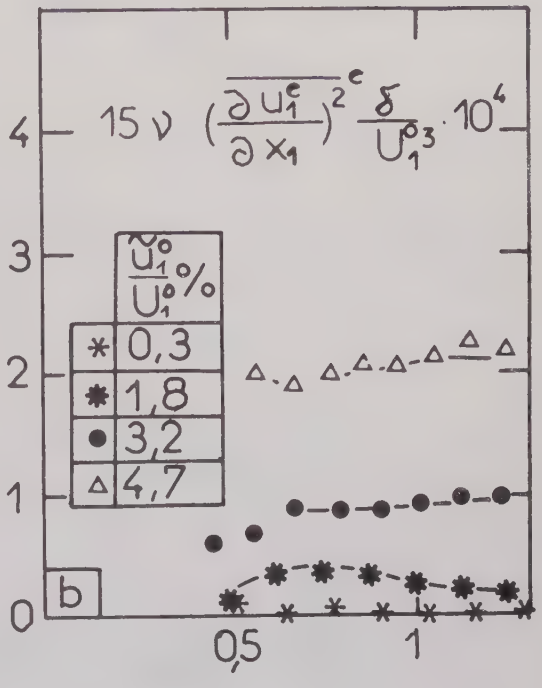
Fig. 72_Intensités des fluctuations locales de la composante transversale de vitesse_



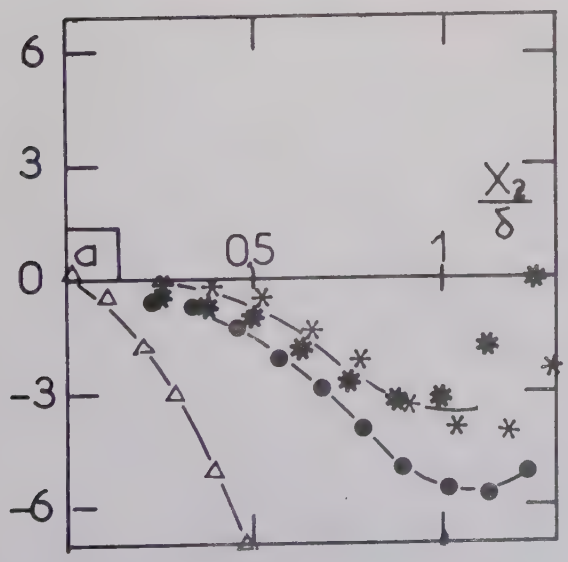


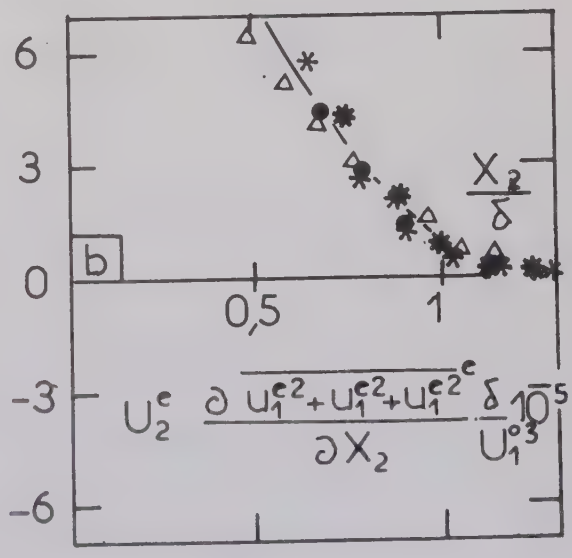
1. Production





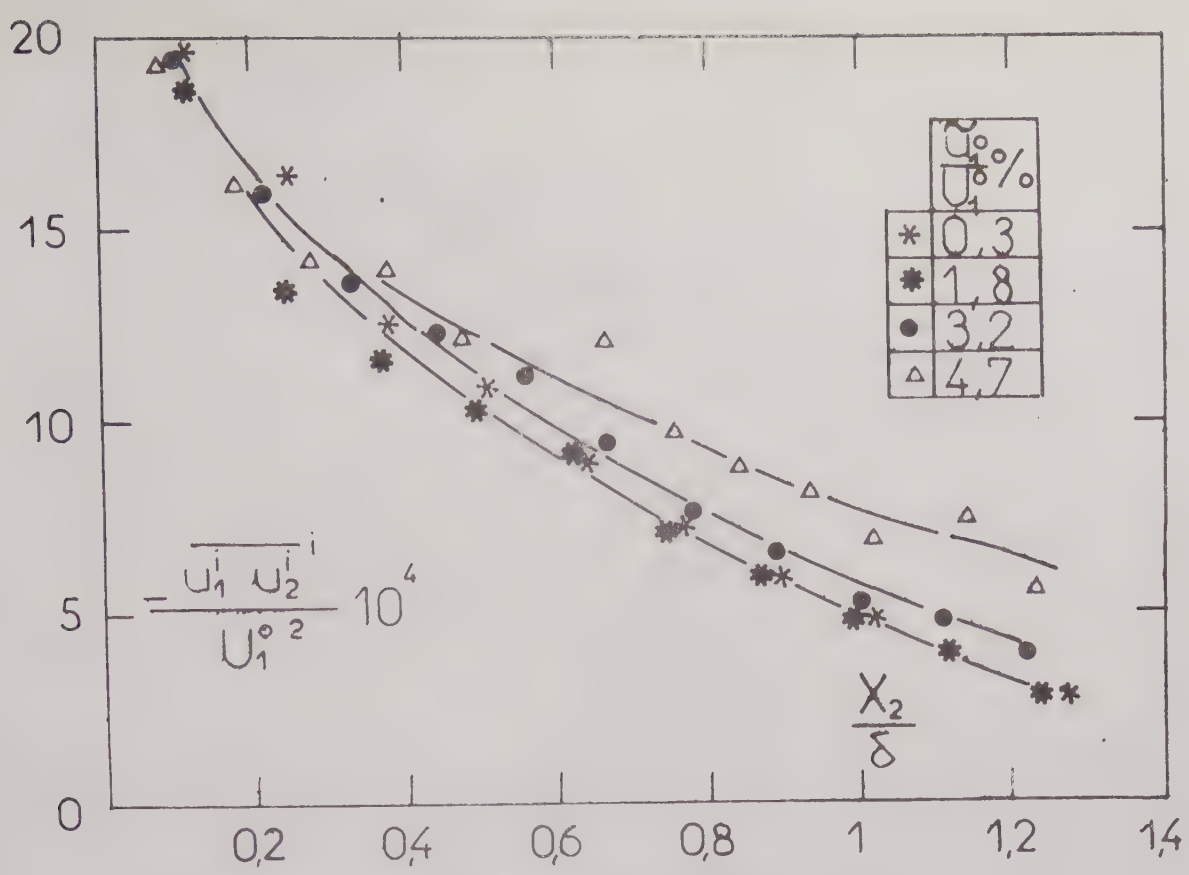
2. Dissipation



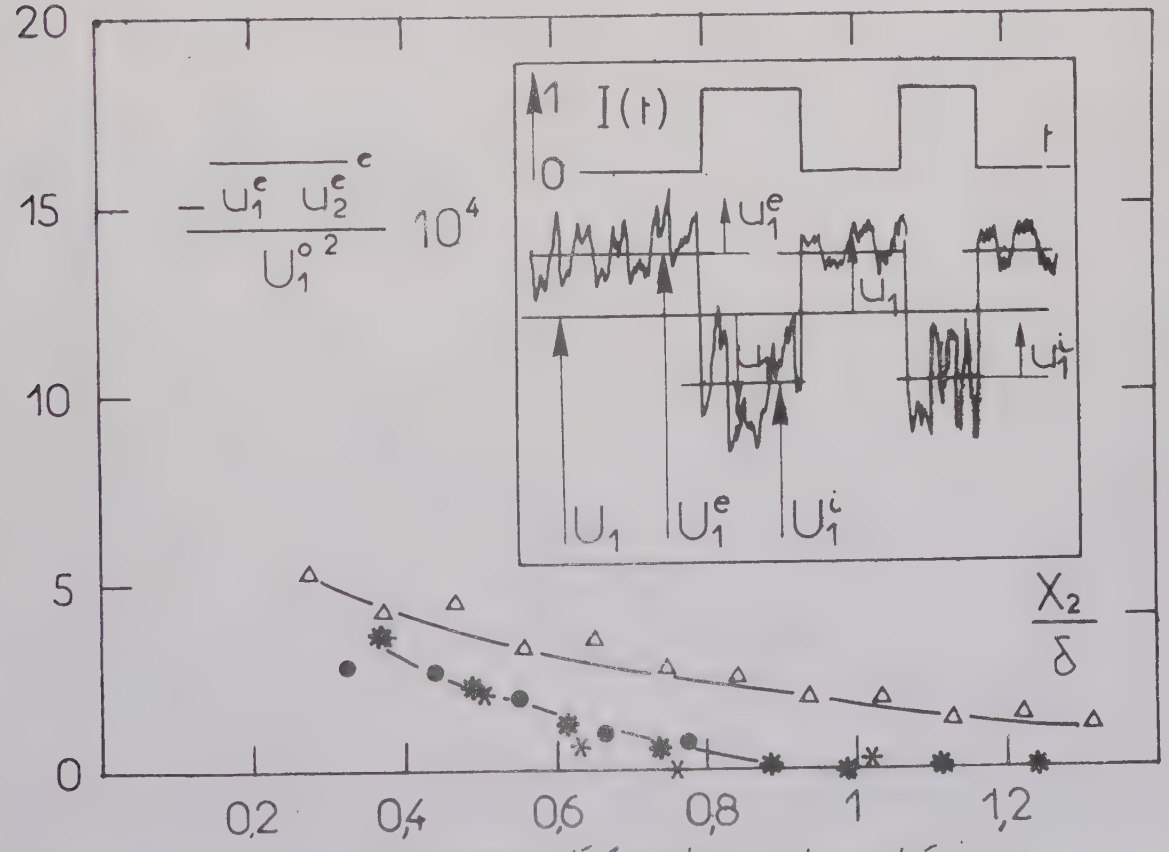


3. Convection transversale

Fig. 73 _Estimations de certains termes échantillonnés du bilan de l'énergie cinétique turbulente_

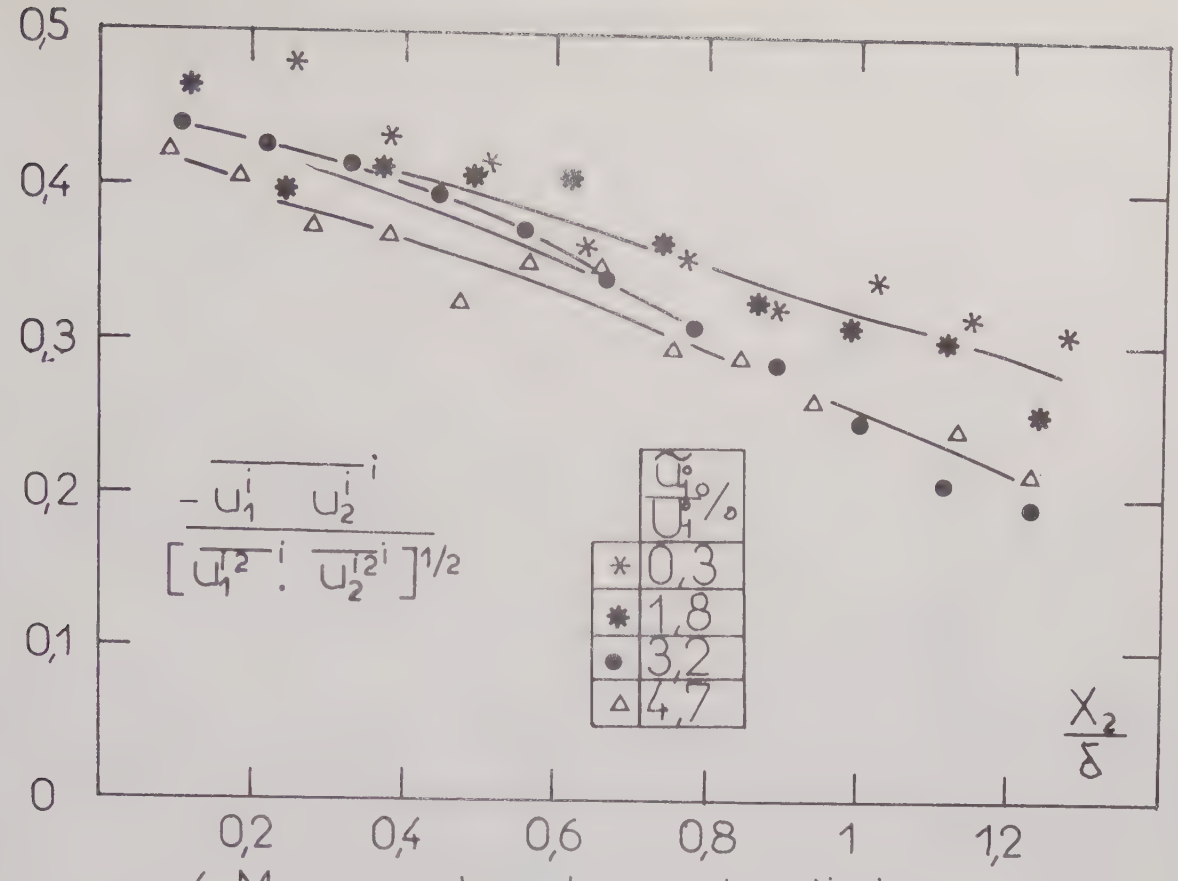


a/ Mesures dans la couche limite

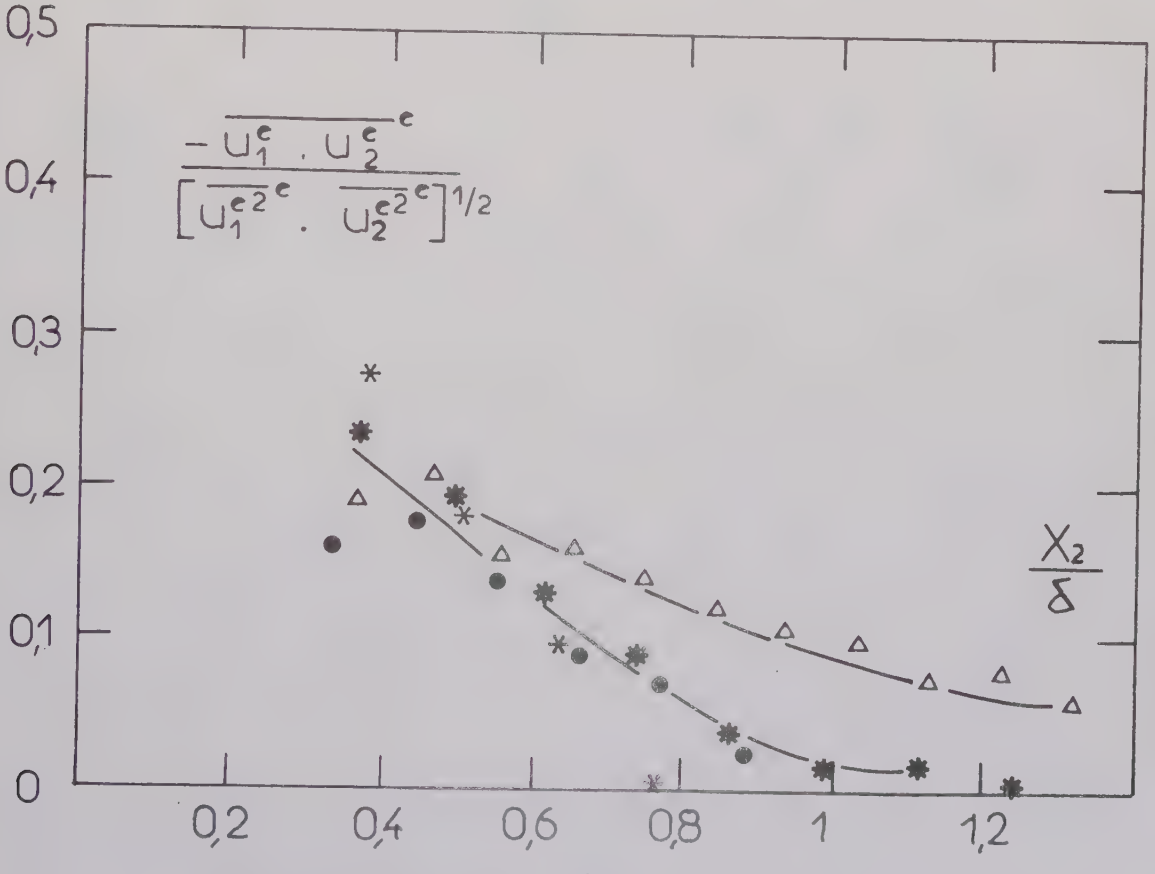


b/ Mesures dans l'écoulement extérieur

Fig.74 - Tensions de Reynolds échantillonnées -



a/ Mesures dans la couche limite



b/ Mesures dans l'écoulement extérieur

Fig. 75_ Coefficients de corrélation Ru_1u_2 échantillonnés _

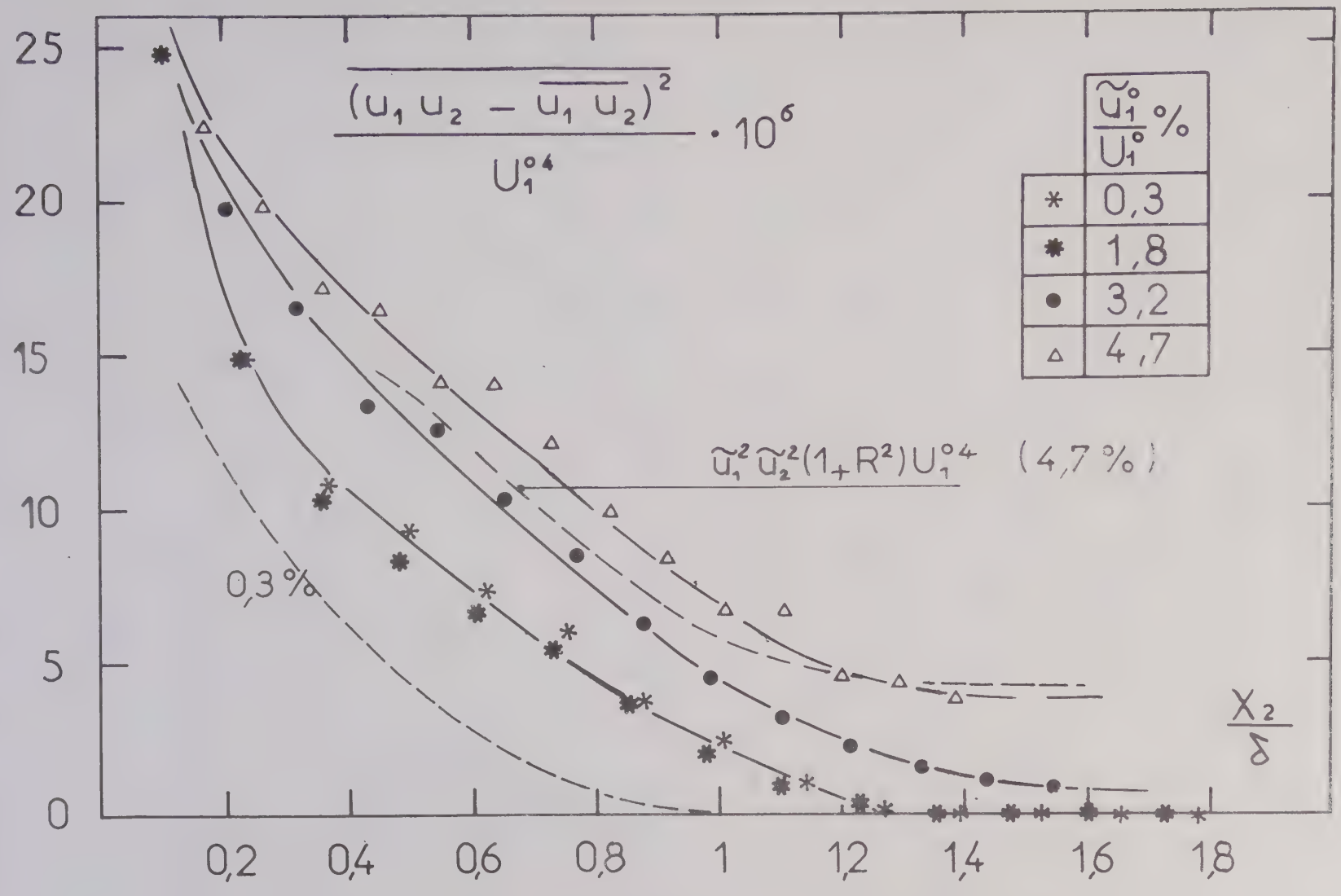
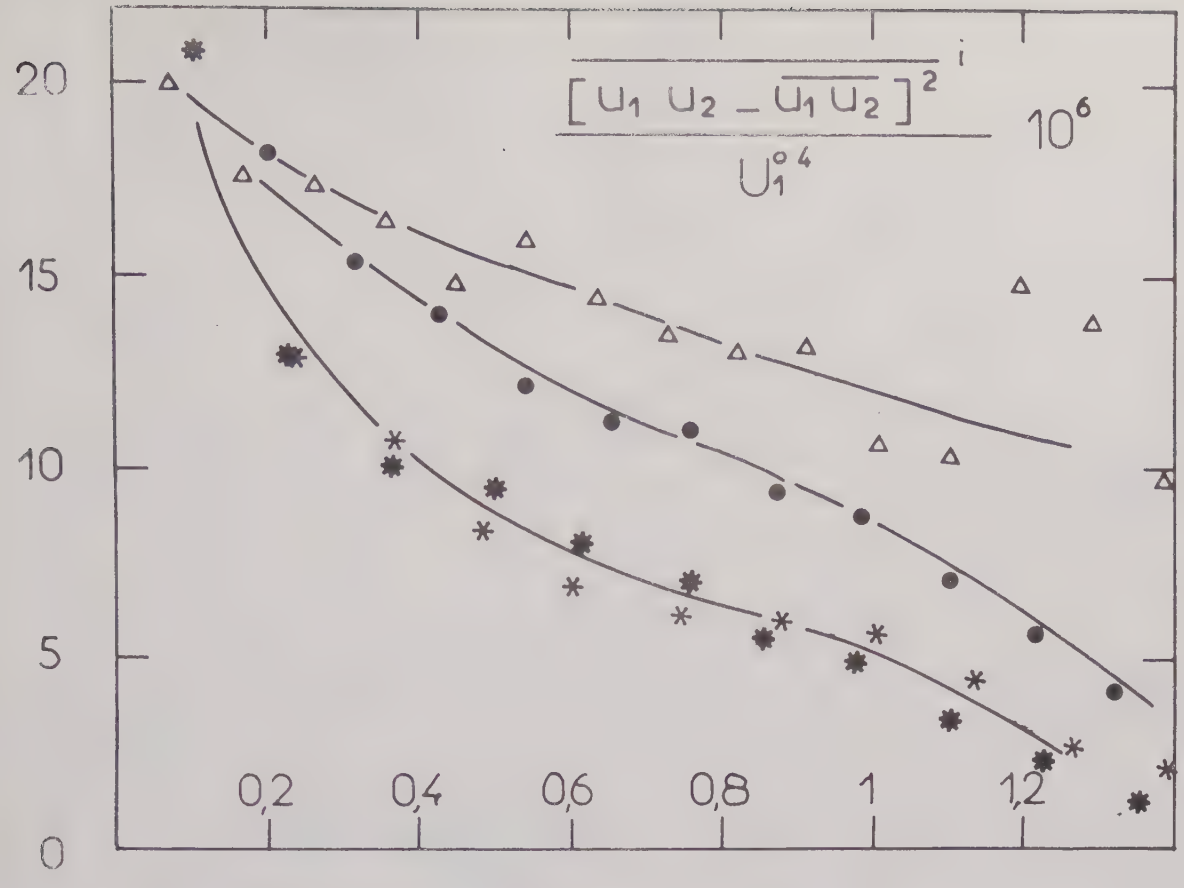
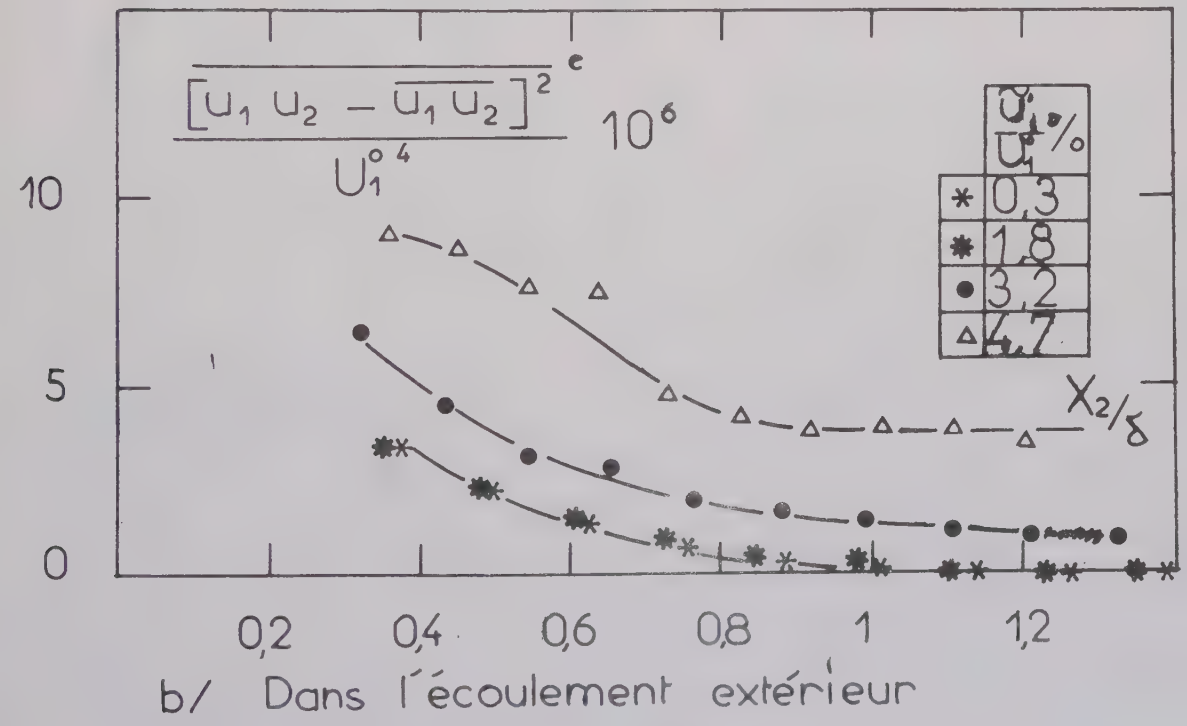


Fig. 76 – Intensité de $u_1 u_2 - \overline{u_1 u_2}$ fluctuation de la tension de Reynolds –

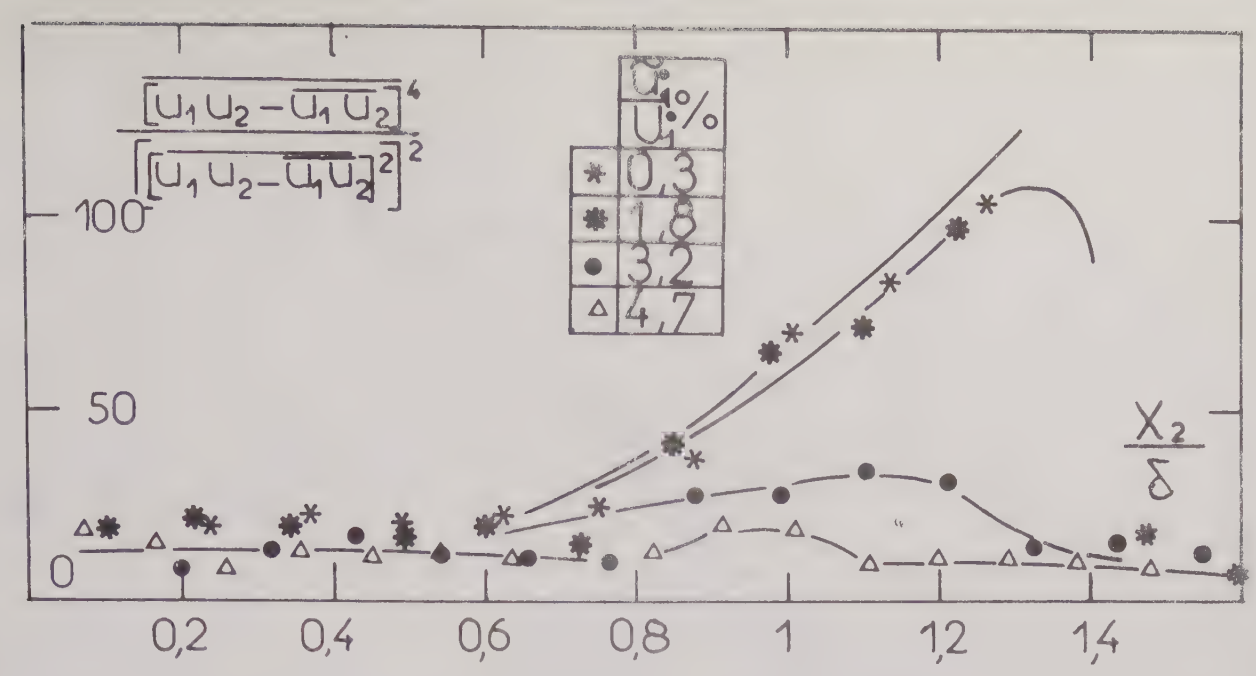


a/ Dans la couche limite

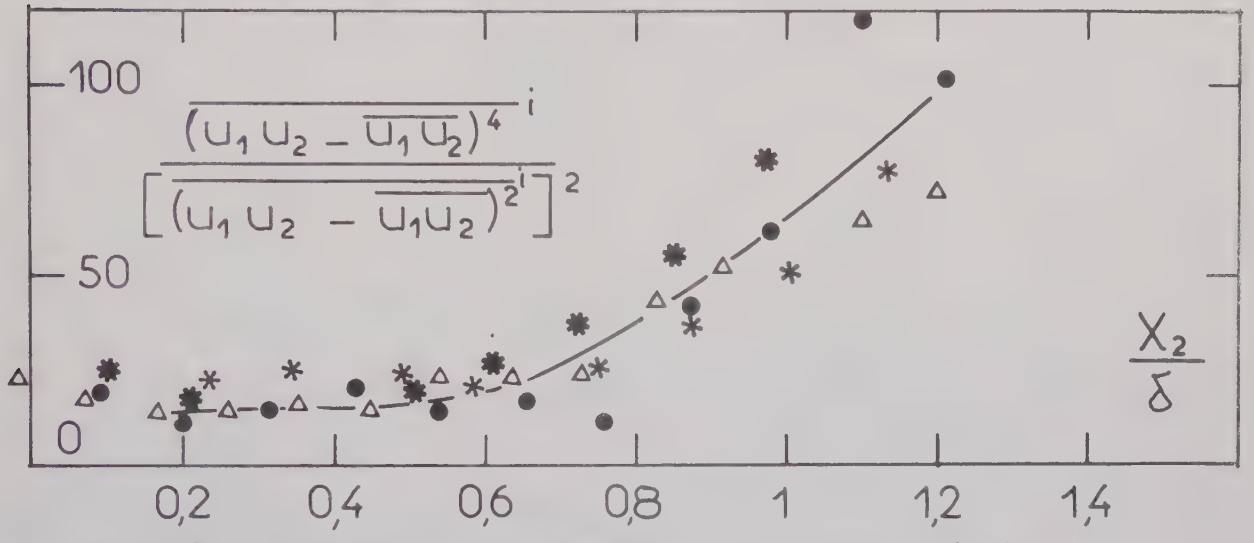


b/ Dans l'écoulement extérieur

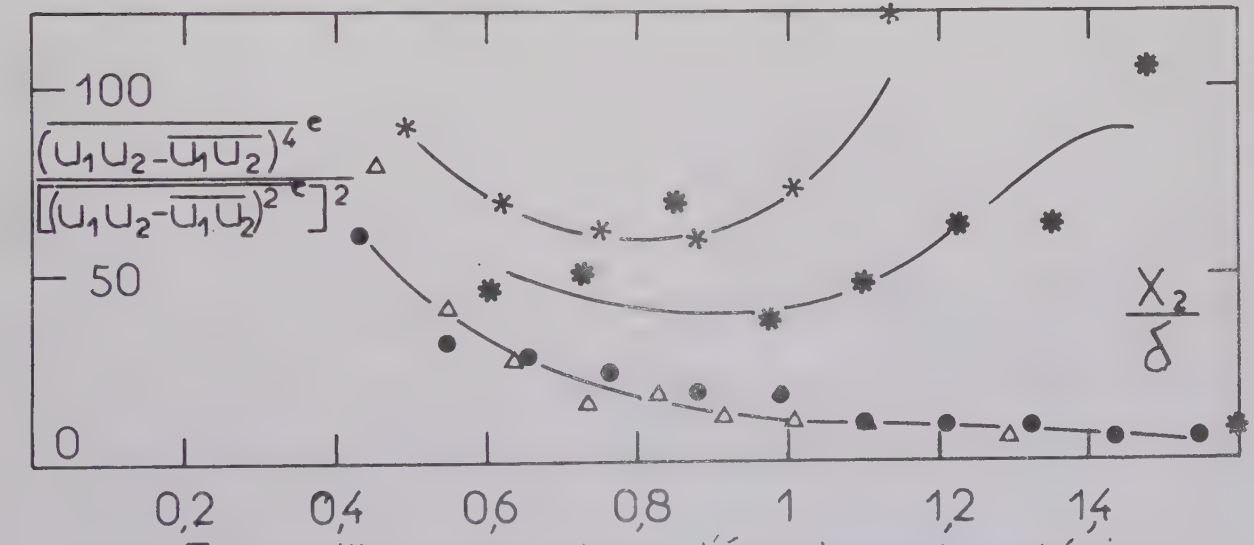
Fig. 77_ Intensités des fluctuations des tensions de Reynolds échantillonnées_



a/ Mesures sans échantillonnage

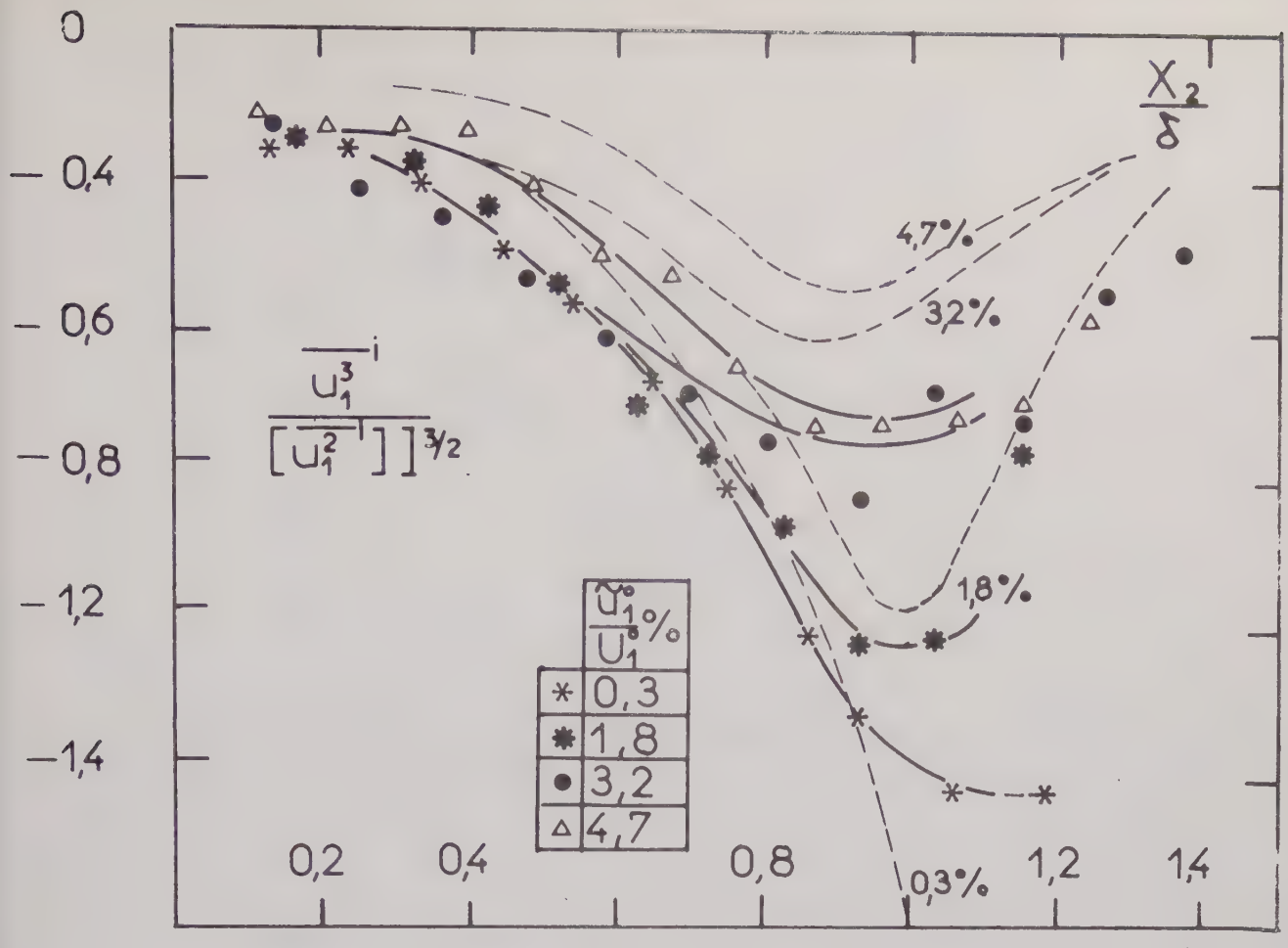


b/ Echantillonnage dans la couche limite

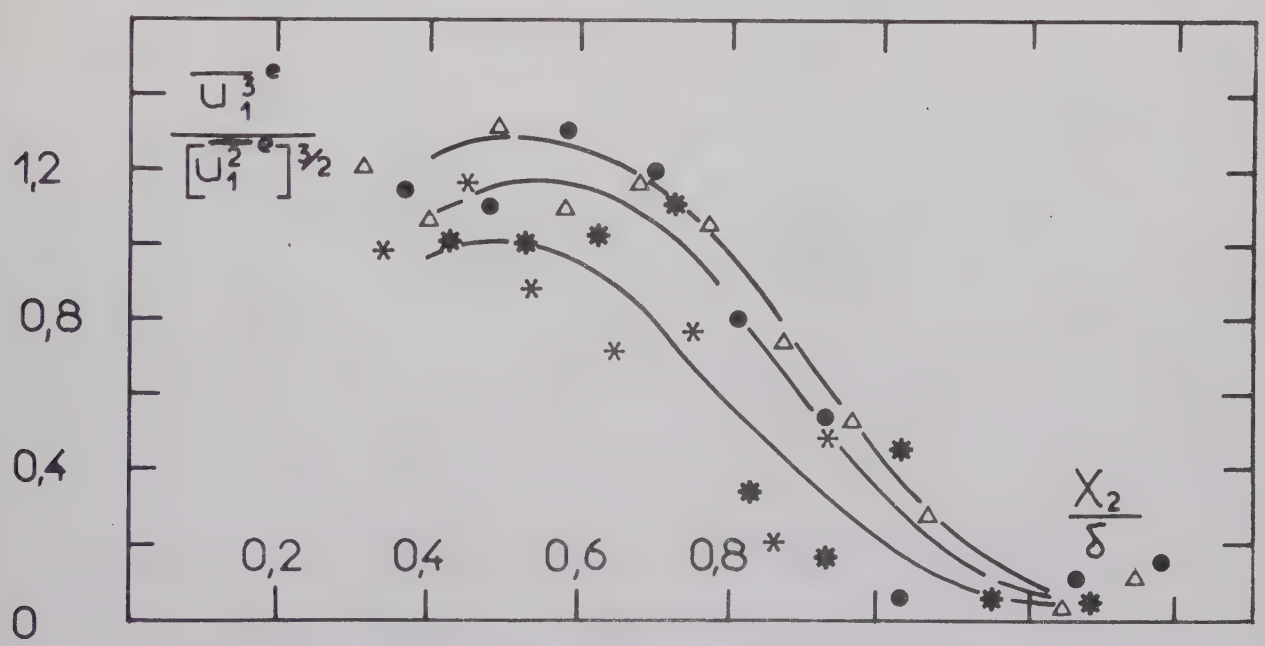


c/ Echantillonnage dans l'écoulement extérieur

Fig. 78_Coefficients d'aplatissement des fluctuations des tensions de Reynolds_

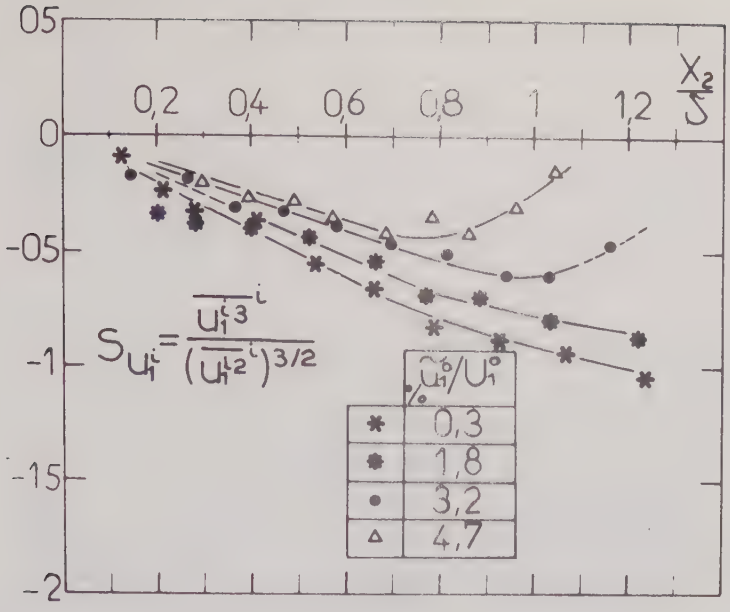


a / Dans la couche limite

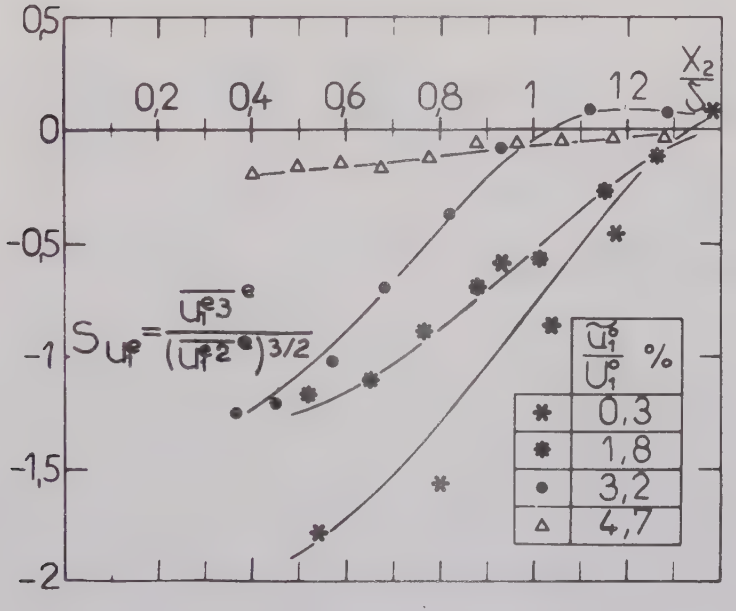


b / Dans l'écoulement extérieur

Fig. 79 _ Coefficients de dissymétrie échantillonnés (fluctuation u_1 longitudinale) _

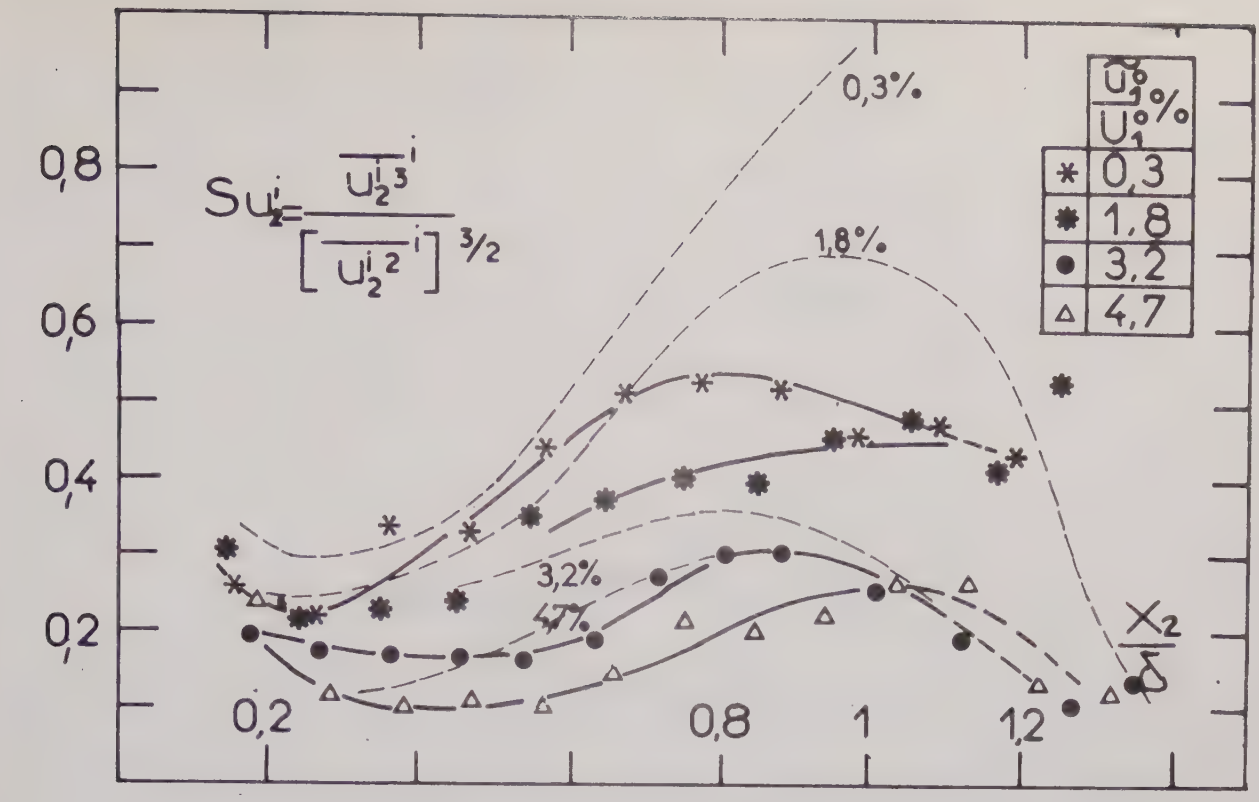


a / Dans la couche limite

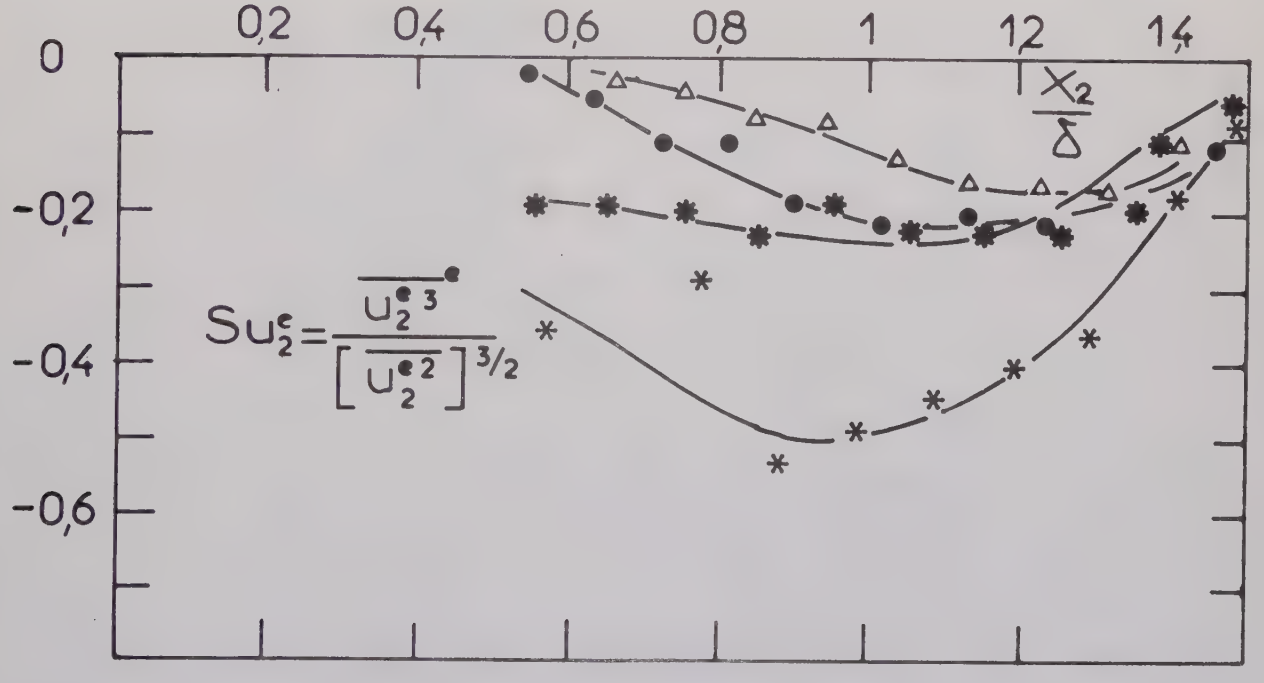


b/ Dans l'écoulement extérieur

Fig. 80_ Coefficients de dissymétrie échantillonnés (fluctuations locales de la composante longitudinale de vitesse)_

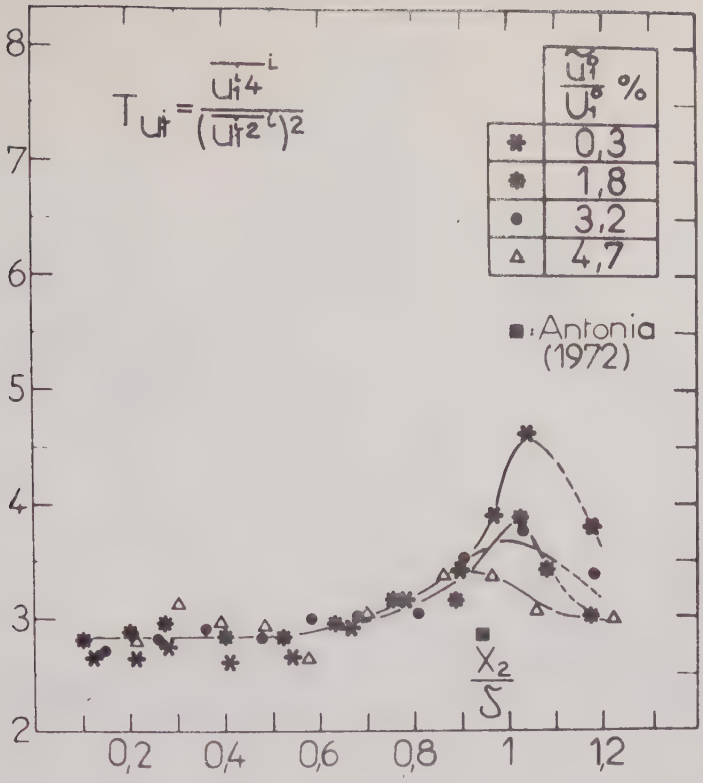


a/ Dans la couche limite

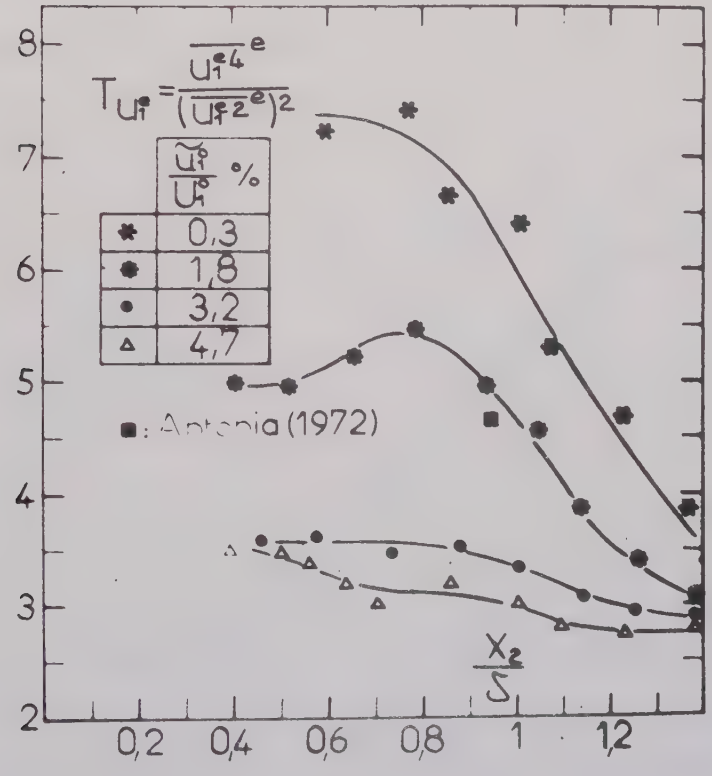


b/ Dans l'écoulement extérieur

Fig. 81_Coefficients de dissymétrie échantillonnés (fluctuations locales de la composante transversale de vitesse)_

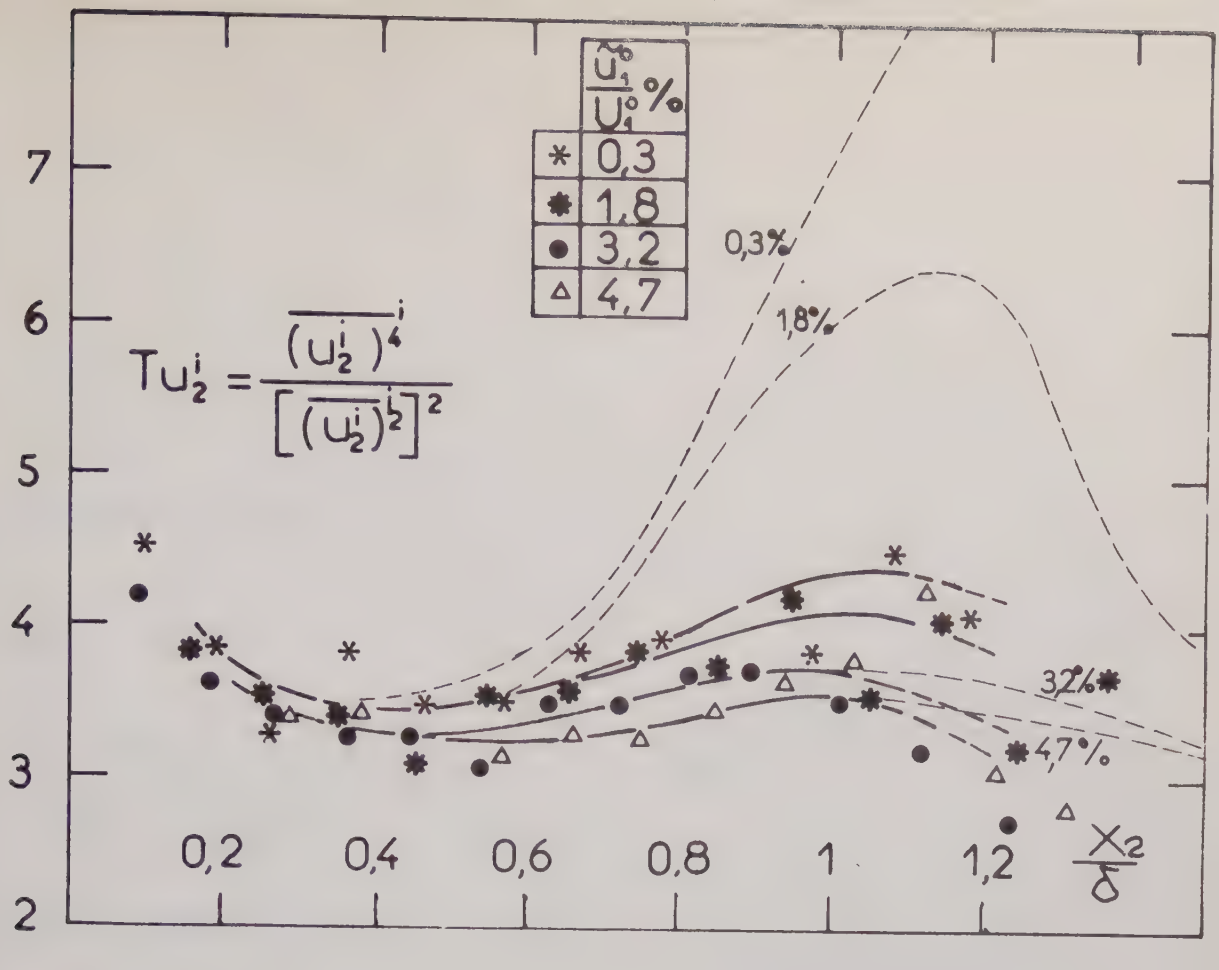


a / Dans la couche limite

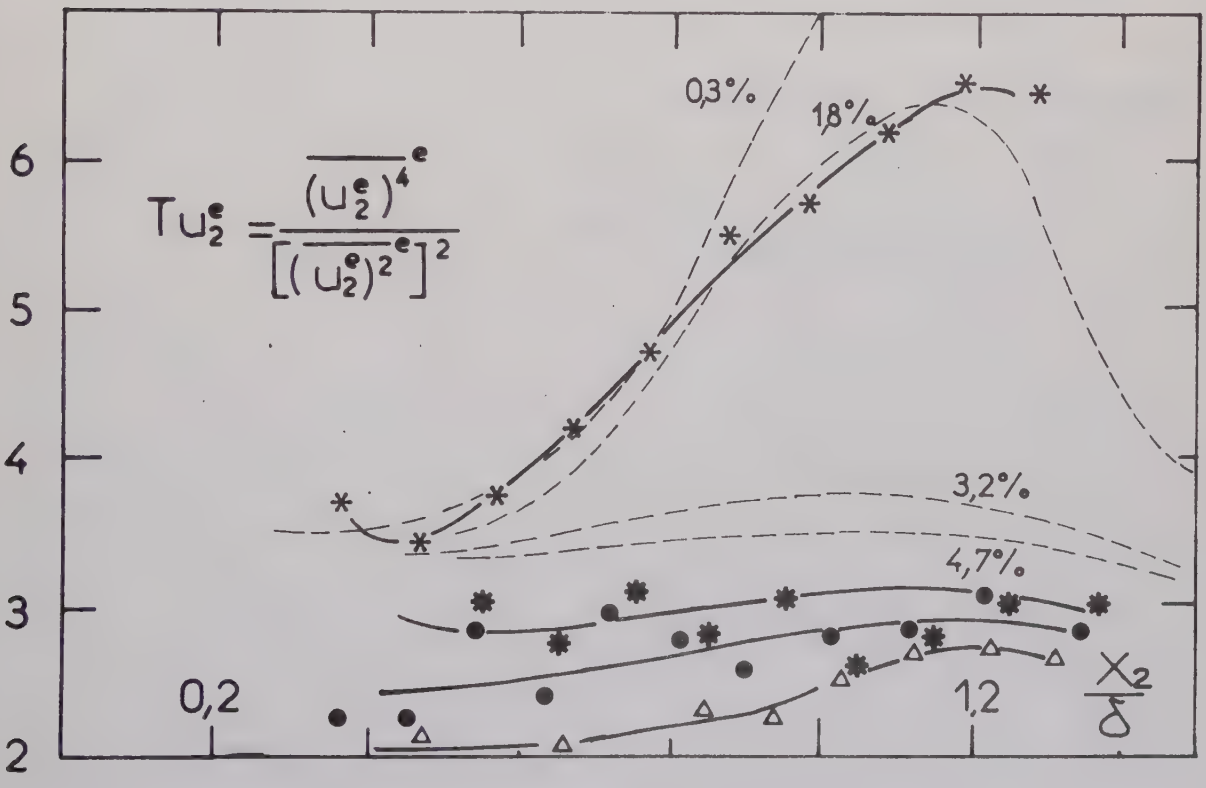


b / Dans l'écoulement extérieur

Fig. 82_ Coefficients d'aplatissement échantillonnés (fluctuations locales de la composante longitudinale de vitesse)—



a / Dans la couche limite



b / Dans l'ecoulement exterieur

Fig. 83_Coefficients d'aplatissement échantillonnés (fluctuations locales de la composante transversale de vitesse)_

Vu.

Les membres du jury :

J. MATHIEU

G. COMTE-BELLOT

J.L. PEUBE

J. KESTIN

J. LUMLEY

Vu et approuvé.

Le Directeur de l'U.E.R.

de

J. MATHIEU
PROFESSEUR TITULAIRE
A TITRE PERSONNEL
Directeur de l'U. E. R. de Mécanique
(Université Lyon I)

Vu et accordé le permis d'imprimer.

Lyon, le 9 juillet 1974

Le Président de l'Université
Claude Bernard,

J. BOIDIN